Série A, N° 3493
N° d'ordre : 4365

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences

de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Geneviève PILLET

1re THÈSE : Contribution à l'étude de l'absorption ionosphérique sur une fréquence fixe.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 11 juin 1960 devant la Commission d'examen :

MM. THELLIER *Président.*
VASSY
RAWER *Examinateurs.*

ÉDITIONS DE LA
REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE
165, Rue de Sèvres — 3 et 5, Boulevard Pasteur
PARIS 15e
1960

Série A, N° 3493
N° d'ordre : 4365

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences

de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Geneviève PILLET

1re THÈSE : Contribution à l'étude de l'absorption ionosphérique sur une fréquence fixe.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 11 juin 1960 devant la Commission d'examen :

MM. THELLIER *Président.*
VASSY
RAWER } *Examinateurs.*

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

ÉDITIONS DE LA
REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE
165, Rue de Sèvres — 3 et 5, Boulevard Pasteur
PARIS 15e

1960

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen . . . . . J. PÉRÈS.

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.
PRENANT	T	Anatomie et Histol. comparées.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.
BARRABE	T	Géologie struct. et Géologie appliquée.
BOURCART	T	Géogr. physique et Géologie dynamique.
PLANTEFOL	T	Botanique.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la géométrie.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.
WYART	T	Minéralogie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale.
P. AUGER	T	Physique quantique et relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E. N. S.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E. N. S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
FAVARD	T	Géométrie supérieure .
COULOMB	T	Physique du Globe.
Mlle COUSIN	T	Biol. animale (S. P. C. N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
P. DRACH	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E. N. S.).
EPHRUSSI	T	Génétique.
WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S. P. C. N.). Orsay.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P. C. B.).
LUCAS	T	Recherches physiques.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
M. MORAND	T	Enseignement de physique.
SOLEILLET	T	Physique (P. C. B.).
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
DANJON	T	Astronomie.
PETIT	T	Biologie maritime.
QUENEY	T	Météorologie et Dynam. atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHHORN	T	Biologie vég. (S. P. C. N.).
DE CUGNAC		Biologie vég. (S. P. C. N.).
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du Globe.
L'HÉRITIER	T	Génétique.
GRIVET	T	Radioélectricité.
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithm. et Théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Pétrographie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théories physiques.
PRUVOST	T	Géologie.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie.
J. P. MATHIEU	T	Physique (option Orsay).
COUTEAUX	T	Biol. animale (P. C. B.).
MAY	T	Biol. animale (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonctions de topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides.
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique math.
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation.
BRELOT	T	Calcul différentiel.
NORMANT	T	Synthèse organique.
BENARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E. N. S.).
DUGUE	T	Statistiques mathématiques.
GELOSO	T	Chimie (S. P. C. N.).
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale.
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN	T	Théories chimiques.
CHADEFAUD	T	Botanique.
Mlle LE BRETON	T	Physiologie générale.
SALEM	T	Mathématiques générales.
LELONG	T	Mathématiques générales.
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S. P. C. N.).
GLANGEAUD	T	Géogr. physique et Géologie dynamique
GODEMENT	T	Mathématiques (M. G. P.).
PISOT	T	Technique mathématique de la physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M. G. P.).
RIZET		Génétique.
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
Mme TONNELAT	T	Relativité.
DIXMIER	T	Mathématiques (M. P. C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
BRUSSET		Chimie minérale.
M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies.
Mme CHAIX		Chimie biologique.
Mme HUREL-PY		Biologie végétale (P. C. B.).
PIAUX		Chimie (M. P. C.).
BRUN	T	Mécanique expérimentale des fluides
LEDERER	T	Chimie biologique.
Mme DUBREIL	T	Mathématiques.
Mme LELONG	T	Mathématiques (E. N. S.).
BELLAIR	T	Géologie (S. P. C. N.).
COTTE	T	Physique (Orsay).
DUBOIS J. E.	T	Chimie organique).
LAMOTTE		Zoologie (E. N. S.).
MICHEL	T	Chimie (S. P. C. N.).
OLMER	T	Énergétique générale.
ROUAULT	T	Physique générale.
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie physique.
BROSSEL	T	Physique atomique.
BUSER		Physiol. comparée.
CAMUS		Physiol. végétale (P. C. B.).
CASTAING		Physique générale.
CURIEN		Minéralogie et Cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
PANNETIER		Chimie (S. P. C. N.).
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMANN		Chimie théorique.
TEILLAC		Phys. nucléaire et Radioactivité.
TONNELAT		Biologie physico-chimique.
VILLE	T	Économétrie.
WILLEMART		Chimie (P. C. B.).
DODE	T	Chimie (S. P. C. N.) Orsay.
FREYMANN	T	Physique générale.
GUINOCHET	T	Biologie végétale (Orsay).
ROLLET	T	Chimie (P. C. B.).
Mlle JOSIEN	T	Chimie (P. C. B.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et Théorie des groupes.
ARNOULT	T	Électronique.
CHAPELLE	T	Physique (M. P. C.) Orsay.
DELANGE	T	Mathématiques Orsay.
DENY	T	Mathématiques (M. G. P.)
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
LUCAS G.	T	Géologie.
ALLARD		Chimie Physique.
BERTHELOT		Phys. Nucl. et Radioactivité.
BRICARD		Météorologie et Phys. de l'atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD		Psycho-Physiol.
FRIEDEL		Physique des solides.
M. JULIA		Étude des Molécules organiques complexes.
LENDER		Biol. Animale (S. P. C. N.) Orsay.
MAGAT		Physico-chimie des Rayonn.
Mlle QUINTIN	T	Électrochimie.
MONOT	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiologie animale.
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
HAISSINSKY	T	Radiochimie.
LEMÉE	T	Physiologie (B. M. P. V.).
GUÉRIN	T	Chimie (M. P. C.).

Secrétaire Général..... C. MONIER.

A la mémoire du R. P. Pierre LEJAY

Membre de l'Institut

à qui je dois de m'être intéressée à l'étude de l'ionosphère et en particulier au problème de l'absorption ionosphérique dont la mesure en France a été entreprise sur son initiative.

C'est avec une profonde reconnaissance que j'évoque les conseils bienveillants et les encouragements répétés qu'il m'a donnés à l'occasion de ce travail.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549219_0031

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'ABSORPTION IONOSPHÉRIQUE SUR UNE FRÉQUENCE FIXE *

par Geneviève PILLET
Docteur ès sciences physiques,
Ingénieur contractuel **

Sommaire. — *Après avoir rappelé les formules de la théorie magnéto-ionique qui seront nécessaires à l'interprétation des résultats expérimentaux, et discuté des conditions dans lesquelles elles sont applicables, l'auteur expose le principe de la mesure de l'absorption par l'étude de l'amplitude des signaux réfléchis par l'ionosphère, en incidence verticale. Ce dernier conduit à deux méthodes différentes pour évaluer l'absorption, à partir d'un même ensemble de mesures expérimentales. L'appareillage est rapidement décrit (émetteur d'impulsions sur 3,4 MHz). Il comporte un discriminateur permettant d'éliminer la composante extraordinaire de l'onde. Les résultats expérimentaux sont ensuite analysés. L'auteur arrive à la conclusion suivante : l'absorption doit être évaluée en comparant l'amplitude des échos du premier ordre à la valeur I_0 qu'aurait eu cette amplitude si la réflexion s'était effectuée en l'absence d'absorption à la hauteur standard h_0. Les courbes de variation diurne mettent en évidence que l'absorption présente des fluctuations irrégulières, de plusieurs dB, d'un quart d'heure à l'autre. Les courbes mensuelles présentent, pour une heure donnée, une forte dispersion des valeurs expérimentales individuelles, dues à des variations importantes de l'absorption d'un jour à l'autre. La courbe de variation saisonnière de l'absorption médiane mensuelle fait ressortir un net maximum pendant les mois d'été et un minimum en hiver. Elle permet également de constater que l'absorption augmente avec l'activité solaire. La variation saisonnière des valeurs de l'absorption mesurées pour une valeur constante de l'angle zénithal solaire ($\cos \chi = 0{,}3$) met en évidence l'« anomalie d'hiver », l'absorption, en hiver, étant nettement plus forte qu'en été, pour une même valeur de $\cos \chi$. L'auteur tente de séparer les contributions de l'absorption déviative et non-déviative, en utilisant une méthode proposée par K. Bibl et K. Rawer. Le dernier chapitre est consacré à l'étude des fluctuations rapides de l'amplitude des échos du premier ordre.*

Plan. — ***Introduction*** — I. ***Rappel et discussion des formules théoriques concernant l'absorption ionosphérique.*** — 1. *Définition du coefficient de réflexion apparent.* — 2. *Formules de la théorie magnéto-ionique.* — 3. *Approximations quasi-longitudinale et quasi-transversale.* — 4. *Formules utilisées.* — 5. *Absorption déviative et non-déviative.* — II. ***Principe des mesures.*** — 1. *Introduction.* — 2. *Atténuation de distance.* — 3. *Principe de la comparaison de l'amplitude des échos de différents ordres.* — 4. *Coefficient de réflexion du sol.* — 5. *Focalisations.* — 6. *Diffusion et réflexions partielles.* — III. ***Appareillage.*** — 1. *Généralités.* — 2. *Description de l'appareillage.* — 3. *Stabilité de l'appareillage.* — IV. ***Processus suivi pour effectuer les mesures.*** — 1. *Enregistrement.* — 2. *Dépouillement.* — 3. *Symboles qualificatifs.* — V. ***Étude des résultats expérimentaux.*** — 1. *Étude de la constante de l'appareillage I_0.* — 2. *Comparaison des valeurs de l'absorption obtenues par les deux méthodes.* — 3. *Étude du désaccord entre les deux procédés de mesure de l'absorption.* — 4. *Analyse des valeurs expérimentales de l'absorption globale.* — 5. *Essai de séparation de l'absorption sélective et non-sélective par la méthode de K. Bibl et K. Rawer.* — VI. ***Étude des fluctuations rapides de l'amplitude des échos.*** — 1. *Introduction.* — 2. *Définition d'un indice de fluctuation I.* — 3. *Étude de l'indice de fluctuation moyen mensuel I_m.* — 4. *Variation diurne de l'indice de fluctuation I.* — 5. *Comparaison des fluctuations de l'amplitude des échos (réfléchis sur la région F) et de l'agitation magnétique.* — VII. ***Résumé et conclusion.*** — ***Bibliographie.***

INTRODUCTION

Dès les premières études de l'ionosphère par impulsions radioélectriques réfléchies par les couches ionisées, diverses théories ont été avancées pour expliquer les variations d'amplitude des échos reçus.

Puisque l'onde traverse un milieu ionisé avant de rencontrer un niveau où la densité électronique est suffisante pour la réfléchir, la diminution du coefficient de réflexion doit être causée par absorption dans ce milieu ionisé, et on a cherché à localiser le niveau auquel se produit le phénomène.

En 1928, E. V. Appleton et J. A. Ratcliffe [1] ont effectué des mesures de l'intensité d'échos reçus à des distances différentes après réflexion sur la région E. Ils ont d'abord supposé que l'absorption se produisait dans la partie inférieure de la région E, au-dessous du niveau de réflexion, et ils ont étudié théoriquement le cas de divers gradients verticaux d'ionisation. Les résultats expérimentaux ne concordant pas avec les calculs, ils ont supposé l'existence d'une région absorbante nettement au-dessous la région E et ils ont nommé cette région : « Région D », en notant qu'il était toutefois possible qu'une partie de l'absorption se produise au sommet de la trajectoire. Ils proposaient d'appeler cette dernière absorption « absorption dans la région réfléchissante » pour la distinguer de l'« absorption dans la région D ».

* Thèse du doctorat ès sciences physiques soutenue le 11 juin 1960 devant la Faculté des Sciences de Paris.
** Au C. N. E. T., Groupe Ionosphère.

Dans un article théorique, H. G. Booker [2] a montré de son côté qu'il était possible qu'une atténuation se produise dans une région où l'indice de réfraction est peu différent de l'unité. (Cette région correspond à la région D d'Appleton dans le cas d'ondes réfléchies par la couche E.)

De nombreuses études [3], [4] ont ensuite été faites concernant les ondes réfléchies par la région F, tant en incidence verticale qu'en incidence oblique, et l'absorption avait été attribuée à leur passage à travers la région E.

F. T. Farmer et J. A. Ratcliffe [5] ont effectué des expériences qui confirment l'hypothèse de l'existence de la région D. Ils ont constaté une forte augmentation du coefficient de réflexion dans les heures de la soirée et ont attribué ce phénomène à la diminution de l'absorption dans la région D aux heures voisines du coucher du soleil.

A la même époque, D. F. Martyn [6], se basant sur ses propres résultats expérimentaux, n'admettait pas l'hypothèse de l'existence d'une telle région. Il prenait en considération la variation de la fréquence des chocs avec l'altitude et essayait d'expliquer ses observations en fonction de différents types de gradients verticaux d'ionisation. Il trouvait alors que ses résultats s'expliquaient par une absorption « sélective » dans une région E dans laquelle le gradient d'ionisation obéit à une loi exponentielle.

Cependant les mesures plus récentes, effectuées en différentes stations, ont confirmé que l'absorption se produit, du moins partiellement, dans une région ionisée dont l'altitude est inférieure à celle de la région E, identifiable à la région D dont nous avons parlé précédemment.

La connaissance des variations de l'absorption subie par les ondes électromagnétiques au cours de leur propagation présente un grand intérêt, tant pour les radioélectriciens, puisqu'elle détermine les conditions nécessaires à l'établissement de communications sur ondes courtes, que pour les géophysiciens qui s'intéressent aux propriétés de l'ionosphère.

Cette absorption ionosphérique peut être étudiée par différents procédés parmi lesquels celui qui consiste à étudier les variations d'amplitude des signaux réfléchis par l'ionosphère.

Signalons également que, depuis la découverte de l'existence d'ondes radio-électriques extra-terrestres, la mise en œuvre de nouvelles techniques a permis de mesurer l'absorption subie par ces ondes au cours de leur traversée de l'ionosphère [7], [8].

Enfin. la fréquence minimum (« f-min »), pour laquelle on observe des échos dans les sondages classiques, en incidence verticale, peut être utilisée comme un indice de l'absorption. Toutefois, l'observation de la « f-min » indique surtout les variations les plus fortes de l'absorption, car il est difficile d'étalonner les enregistrements d'une ionosonde de telle sorte que la mesure quantitative de petites variations de l'absorption soit possible avec suffisamment de précision.

Des mesures systématiques de l'absorption ionosphérique par l'étude des variations d'amplitude des signaux réfléchis par l'ionosphère ont été entreprises dans plusieurs pays, sur différentes fréquences, et les résultats de certaines périodes de mesures ont déjà été analysés dans plusieurs publications.

K. Rawer [9] a comparé les résultats des mesures effectuées, sur différentes fréquences, à Slough et à Fribourg, pendant la période 1934-1947.

E. V. Appleton et W. R. Piggott [10] ont étudié les valeurs de l'absorption obtenues, à midi, à Slough, sur 4 MHz, au cours d'un cycle solaire (1935-1952).

W. J. G. Beynon et K. Davies [11] ont analysé les variations diurne et saisonnière de l'absorption mesurée à Swansea, sur 2 MHz, d'octobre 1950 à août 1951. Puis ils ont comparé [12] les résultats obtenus à Swansea à ceux de Slough.

K. Davies et E. L. Hagg [13] ont rendu compte des mesures effectuées sur 2 MHz, à Prince Rupert (au voisinage de la zone aurorale) d'avril 1949 à mars 1950.

P. J. E. Peebles [14] a étudié les résultats obtenus sur 2 MHz à Churchill et Baker Lake (au voisinage de la région d'occurrence maximum des aurores visibles) pour la période de mai 1955 à juillet 1956.

F. Delobeau et K. Suchy [15] ont exposé les résultats des mesures effectuées à Dakar, sur des fréquences variables, de juin 1951 à décembre 1954.

S. N. Mitra et S. C. Mazumdar [16] ont étudié les variations de l'absorption mesurée à Delhi, sur 5 MHz, de juin 1954 à décembre 1955.

(Nous ne donnerons pas ici une nomenclature des travaux plus récents encore concernant l'absorption ionosphérique, ceux-ci seront cités au cours des chapitres qui vont suivre.)

A l'occasion de l'Année Géophysique Internationale, une soixantaine de stations ont entrepris des mesures, suivant un programme commun, afin d'étudier les variations géographiques de l'absorption sur une échelle mondiale.

Pour la plupart des travaux que nous venons de citer, la technique utilisée consistait à pointer visuellement, sur un oscillographe cathodique, l'amplitude instantanée des échos. Les mesures, pour chacune des fréquences, ne portaient alors que sur un intervalle de temps limité et n'étaient effectuées que quelques fois par jour.

Il a été jugé intéressant de faire une étude plus détaillée de l'absorption, en se limitant à une seule fréquence, mais avec un dispositif d'enregistrement de l'amplitude des échos, qui permettait d'obtenir des mesures beaucoup plus longues et plus détaillées.

Le présent travail rend compte des mesures expérimentales entreprises à Domont sur la fréquence de 3,4 MHz, en 1955 sous la direction de R. P. Lejay, Directeur du Bureau Ionosphérique Français, et poursuivies au Groupe Ionosphère du C. N. E. T.

CHAPITRE I

RAPPEL ET DISCUSSION DES FORMULES THÉORIQUES CONCERNANT L'ABSORPTION IONOSPHÉRIQUE

Pour expliquer les phénomènes d'atténuation des ondes radioélectriques, il est essentiel de connaître le mécanisme de leur propagation dans les régions ionisées de la haute atmosphère. En premier lieu, nous ferons donc un bref exposé des résultats de la théorie magnéto-ionique, de laquelle sont tirées toutes les formules qui ont été utilisées pour interpréter les résultats expérimentaux.

Rappelons d'abord quelques définitions, ainsi que les notations généralement adoptées dans les études de l'absorption ionosphérique.

1. DÉFINITION DU COEFFICIENT DE RÉFLEXION APPARENT ρ.

Si l'on appelle « absorption totale » ou « globale » l'ensemble des pertes d'énergie subies par l'onde au cours de sa propagation, on définit un *coefficient de réflexion apparent* ρ

$$\rho = E/E_{m\omega},$$

E étant l'amplitude de l'onde réfléchie une fois par l'ionosphère en présence d'absorption, et E_{m0} celle de l'onde réfléchie à la même hauteur en l'absence d'absorption.

Il est bien connu que les vecteurs électrique et magnétique d'une *onde sinusoïdale et plane* obéissent à la loi générale :

$$A = A_0\, e^{i\omega(t-\mu x/c)}\, e^{-\varkappa x}$$

où $\varkappa$ représente l'atténuation subie par l'onde par unité de longueur x du parcours.

On aura alors une définition générale du coefficient de réflexion apparent ρ :

(1) ● $$\rho = e^{-\int \varkappa . dz}.$$

Pour pouvoir l'évaluer, il faut connaître la valeur de $\varkappa$ en chaque point du parcours.

2. FORMULES DE LA THÉORIE MAGNÉTO-IONIQUE.

La théorie magnéto-ionique [17] conduit à une formule compliquée pour le coefficient d'absorption si l'on tient compte à la fois de l'effet du champ magnétique terrestre et de l'influence des chocs entre électrons et molécules neutres.

Nous allons voir que, pour les calculs pratiques, on est amené à utiliser des formules simplifiées.

Dans le cas le plus général, la formule qui exprime la constante diélectrique complexe ε peut se mettre sous la forme suivante (en utilisant les unités du système MKSA rationalisé :

$$(2)\quad \varepsilon = \left(\mu - i\frac{c\varkappa}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ - y_T^2/2(1 - X - iZ) \pm \sqrt{y_L^2 + y_T^4/4(1 - X - iZ)^2}}.$$

Les signes + et — correspondent respectivement aux rayons ordinaire et extraordinaire, car on sait que le champ magnétique rend biréfringent le milieu ionisé de propagation.

Dans cette formule (2),

$$X = Ne^2/\varepsilon_0 m\omega^2, \qquad Y = \omega_H/\omega, \qquad Z = \nu/\omega,$$
$$Y_T = Y \sin\theta, \qquad Y_L = Y \cos\theta,$$

ε_0 est la constante diélectrique du vide,

μ est l'indice de réfraction pour l'onde de pulsation ω et de fréquence f,

$\varkappa$ est le coefficient d'absorption (ou coefficient d'atténuation) par unité de parcours,

$\omega_H = 2\pi f_H$, f_H est la gyrofréquence (en hertz par seconde).

Elle varie avec la latitude. En France $f_H = 1{,}2$ MHz,

$\omega_H = eB/m$ où B est exprimé en weber/m^2,

N est la densité électronique (en électrons par m^3),

e est la charge de l'électron ($= 1{,}602.10^{-19}$ coulombs),

m est la masse de l'électron ($= 9{,}01.10^{-31}$ kg),

θ est l'angle de la direction de propagation et du champ magnétique terrestre,

ν est le nombre de chocs subis par seconde par les électrons,

c est la vitesse de la lumière dans le vide ($= 3.10^8$ m/s).

La polarisation Q de l'onde est définie $Q = h_x/h_y$, h_x et h_y étant les composantes du vecteur magnétique de l'onde

$$(3)\quad Q = \frac{i}{y_L}\left\{ \pm \sqrt{\frac{y_T^4}{4(1 - X - iZ)^2} + y_L^2} - \frac{y_T^2}{2(1 - X - iZ)} \right\}.$$

Les signes + et — devant le radical correspondent respectivement, comme dans l'équation (2) à la polarisation des ondes ordinaire et extraordinaire. Dans le cas le plus général, la polarisation est elliptique et le sens de rotation du vecteur magnétique est opposé pour l'onde ordinaire et l'onde extraordinaire.

Pour l'incidence verticale, on voit que la polarisation est circulaire si $y_T = 0$ car alors $Q = \pm i$.

Afin de séparer les parties réelle et imaginaire dans la formule (2), on pose

$$(4)\qquad \varepsilon = (\mu - ic\varkappa/\omega)^2 = 1 + 1/(U + iV),$$

ce qui donne

$$\mu^2 - c^2\varkappa^2/\omega^2 = 1 + U/(U^2 + V^2)$$

et

$$2\mu c\varkappa/\omega = V/(U^2 + V^2),$$

et on obtient, pour le coefficient d'absorption $\varkappa$:

$$\varkappa = \omega . V/2\mu c(U^2 + V^2). \quad (5)$$

Les expressions de U et de V ne sont utilisables pratiquement que si l'on fait certaines hypothèses permettant de simplifier l'expression sous le radical de l'équation (2).

3. APPROXIMATIONS QUASI-LONGITUDINALE ET QUASI-TRANSVERSALE.

En général, on utilise, pour les applications, les *approximations quasi-longitudinale* (Q. L.) et *quasi-transversale* (Q. T.). Nous allons voir rapidement quelle est leur signification physique.

D'après la définition de H. G. Booker [2] l'*approximation Q. L.* est donnée par la relation

$$y_T^4/4y_L^2 \ll |(1 - X - iZ)^2|. \quad (6)$$

La polarisation des ondes est alors circulaire.

L'approximation Q. T. est donnée par la relation

$$y_T^4/4y_L^2 \gg |(1 - X - iZ)^2|. \quad (7)$$

La polarisation des ondes est alors linéaire.

Ces inégalités (6) et (7) peuvent s'écrire aussi

$$\frac{\omega_H^2}{\omega^2}\left(\frac{\sin^2\theta}{2\cos\theta}\right)^2 \begin{matrix} \ll \\ \text{ou} \\ \gg \end{matrix} (1 - X)^2 + Z^2. \quad (8)$$

Pour une fréquence donnée, on voit que cette condition (8) ne dépend pas seulement de l'angle du champ magnétique terrestre avec la direction de propagation, comme le suggère la dénomination adoptée, mais aussi des paramètres X et Z, c'est-à-dire de la densité électronique et du nombre de chocs ν. Dans certains cas on pourra donc dire, par exemple, que l'approximation Q. L. est valable, même si la direction de propagation est nettement différente de celle du champ magnétique terrestre, si certaines conditions physiques sont remplies par le milieu de propagation.

Cette appellation vient du fait que les courbes de variation de μ en fonction de X, pour les deux modes de propagation Q. L. et Q. T. ressemblent à celles obtenues dans le cas simple où les chocs sont négligés et où $\theta = 0^o$ (cas longitudinal) ou $\theta = 90^o$ (cas transversal).

Quand l'onde se propage dans un milieu où la densité électronique croît de façon continue, la polarisation, circulaire à l'entrée dans l'ionosphère, varie aussi de façon continue et devient linéaire au niveau de réflexion de la composante ordinaire. Le mode de propagation à considérer est alors le mode Q. L. dans les régions basses et le mode Q. T. au niveau de réflexion. H. G. Booker signale que la zone de transition est suffisamment restreinte pour permettre de décrire la propagation à l'aide des deux approximations Q. L. et Q. T. (sauf pour des valeurs de θ voisines de 90°, c'est-à-dire dans les régions équatoriales). Mais pour des calculs théoriques précis, il faudra évidemment faire un calcul complet, sans utiliser les formules simplifiées, dans la zone située entre les régions de validité des deux approximations, comme l'ont fait E. Argence, K. Rawer et K. Suchy [18].

Pour le cas de l'absorption dans la région D, D. Lepechinsky [19] donne, pour différentes valeurs de θ, N et ν, les valeurs de l'absorption calculées avec les formules non simplifiées.

Étant donné que la réflexion de la composante ordinaire s'effectue pour $X = 1$ à un niveau où le nombre de chocs n'est pas trop élevé, la relation (8) devient $\omega_H \sin^2\theta/2 \cos\theta \gg \nu$ et on constate qu'il est alors légitime d'utiliser l'approximation Q. T. au niveau de réflexion.

4. FORMULES UTILISÉES.

a) **Cas de la propagation transversale** ($\theta = 90^o$).

Lorsque la direction de propagation est perpendiculaire à celle du champ magnétique terrestre (c'est le cas de l'incidence verticale à l'équateur magnétique), les expressions U et V de l'équation (5) deviennent, *pour le rayon ordinaire* [20] :

$$U = -1/X, \qquad V = +\nu/\omega X ;$$

et

$$\varkappa = \frac{1}{\mu}\frac{e^2}{2\varepsilon_0 mc}\frac{N\nu}{(\nu^2 + \omega^2)}. \quad (9)$$

b) **Cas de la propagation longitudinale** ($\theta = 0^o$).

Les expressions de U et V deviennent alors :

$$U = -(1/X)(1 \pm \omega_H/\omega),$$
$$V = \nu/\omega X ;$$

et on a pour le coefficient d'absorption

$$\varkappa = \frac{1}{\mu}\frac{e^2}{2\varepsilon_0 mc}\frac{N\nu}{\nu^2 + (\omega \pm \omega_H)^2}. \quad (10)$$

c) **Pour une direction de propagation quelconque** par rapport au champ magnétique terrestre, de nombreux auteurs ont généralisé la formule (10) pour une inclinaison θ de la direction de propagation avec le champ magnétique terrestre en posant

$$\varkappa = \frac{1}{\mu}\frac{e^2}{2\varepsilon_0 mc}\frac{N\nu}{\nu^2 + (\omega \pm \omega_L)^2}, \quad (11)$$

avec $\omega_L = \omega_H \cos\theta$.

En réalité, cette formule (11) n'est strictement valable que dans les deux cas extrêmes où $\theta = 90^o$ et $\theta = 0^o$, pour lesquels on retrouve les formules (9) et (10).

Il nous a paru intéressant de voir, pour quelques cas particuliers, la grandeur de l'erreur commise en utilisant la formule (11) au lieu de l'expression exacte (5).

D. Lepechinsky [19] a évalué numériquement le coefficient $\varkappa$ sans faire aucune approximation, pour différentes valeurs des paramètres N, ν et ω, pour la région D dans laquelle on peut considérer que l'indice de réfraction μ est très voisin de l'unité.

Nous avons évalué, pour l'onde ordinaire, la valeur du coefficient $\varkappa$ à l'aide de la formule appro-

chée (11), pour différentes fréquences (1,2 — 2,4 et 3,6 MHz) et pour les valeurs $N = 10^3$ el/cm^3 et $\nu = 10^7$ par seconde. Le tableau suivant donne la comparaison des résultats ainsi obtenus avec les valeurs exactes :

		Valeur approchée	Valeur exacte
$f = 1{,}2$ MHz	$\theta = 60°$	2,0 dB/km	2,25 dB/km
	$\theta = 30°$	1,54 —	1,61
$f = 2{,}4$ MHz	$\theta = 60°$	1,01 —	1,12
	$\theta = 30°$	0,81 —	0,84
$f = 3{,}6$ MHz	$\theta = 60°$	0,57 —	0,62
	$\theta = 30°$	0,48 —	0,50

L'examen de ce tableau montre que l'utilisation de la formule (11) introduit une erreur systématique, non négligeable si on recherche une certaine précision, et d'autant plus grande que la fréquence de travail est plus voisine de la gyro-fréquence et que les conditions de propagation sont plus éloignées du cas de la propagation purement longitudinale.

5. ABSORPTION DÉVIATIVE ET NON-DÉVIATIVE.

Pour évaluer l'absorption subie par une onde au cours de sa propagation, il faut donc intégrer la quantité $\varkappa$ tout le long du parcours ce qui implique la connaissance, *en chaque point du trajet*, de l'indice de réfraction μ, de la densité électronique N et de la fréquence des chocs ν.

On décompose en général le problème en deux parties, en considérant successivement deux types de régions, suivant que l'indice de réfraction μ est voisin de l'unité ou, au contraire, variable. On est ainsi conduit à étudier :

a) *l'absorption dans une région non-déviative*, dans laquelle l'indice de réfraction est voisin de l'unité et le parcours rectiligne, et dans laquelle on peut considérer que l'approximation quasi-longitudinale (Q. L.) est valable ;

b) *l'absorption dans une région déviative*, dans laquelle l'indice de réfraction est variable, ce qui entraîne une déviation de la trajectoire en incidence oblique, et le processus de « réflexion », et dans laquelle on considérera que l'approximation Q. T. est valable pour les fréquences suffisamment élevées que nous utilisons, aux latitudes moyennes.

a) Absorption non-déviative.

Lorsque l'indice de réfraction demeure très voisin de l'unité, l'expression (11) se simplifie et on utilise généralement la formule approchée

$$(12) \quad \bullet \quad \varkappa = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 mc} \frac{N\nu}{\nu^2 + (\omega \pm \omega_L)^2}.$$

Lorsque $\nu^2 \ll \omega^2$ (ce qui implique que l'on utilise une fréquence assez élevée), l'expression ci-dessus se simplifie encore et on constate que, pour une fréquence donnée, l'absorption non-déviative peut être considérée comme proportionnelle à $N\nu$.

On peut dire également que, dans un domaine où le produit $N\nu$ est pratiquement constant, l'absorption non-déviative, pour des fréquences différentes, variera en fonction de $1/(f \pm f_L)^2$.

Pour pouvoir effectuer les calculs, il faut donc connaître la répartition de la densité électronique en fonction de l'altitude ainsi que la loi de variation du nombre de chocs.

Cas d'une région simple de Chapman.

Le premier calcul de ce genre a été effectué par G. J. Elias [21] puis S. Chapman [22]. Ce dernier a établi une théorie de la formation des couches ionisées sous l'effet du rayonnement ultra-violet solaire, en tenant compte des variations diurne et saisonnière de l'angle d'incidence de cette radiation sur une région gazeuse dont la densité diminue exponentiellement avec l'altitude. Il fait également l'hypothèse que la fréquence des chocs diminue exponentiellement avec l'altitude et il considère une atmosphère isotherme.

Il obtient ainsi une répartition de l'ionisation donnée par la formule connue :

$$N = N_0 \exp\left(\frac{1 - z - e^{-z} \sec \chi}{2}\right).$$

E. V. Appleton [23] a étudié l'absorption subie par une onde traversant une telle région et appliqué les résultats de ses calculs au cas d'une onde réfléchie par la région F après traversée aller et retour de la région E. A la date à laquelle cet article a paru, la preuve expérimentale de l'existence de la région D n'était pas encore faite. Le calcul est cependant toujours valable si nous assimilons, en première approximation, la région D à la partie inférieure de la couche de Chapman envisagée.

J. E. Best et J. A. Ratcliffe [24] ont également supposé que l'absorption se produisait dans une région E du type Chapman.

On arrive alors à l'expression de la valeur de l'absorption subie par l'onde au cours de son trajet aller et retour :

$$(13) \quad -\operatorname{Log} \rho = 4{,}13 \frac{e^2}{\varepsilon_0 mc} \frac{N_0 \nu_0 H}{(\omega \pm \omega_L)^2} \cos^{3/2} \chi$$

où N_0 est la densité électronique au niveau de maximum d'ionisation et ν_0 le nombre de chocs à ce même niveau, lorsque l'angle zénithal solaire χ est nul.

Nous avons refait complètement ce calcul dans lequel certaines simplifications avaient été faites et nous avons trouvé, en évaluant la limite supérieure du terme négligé par les auteurs, que, si on ne veut pas commettre une erreur supérieure à 10 %, il faut que la relation $(f + f_L) \gg 2\nu_0$ soit vérifiée.

La formule (13) n'est donc valable que pour des fréquences assez élevées.

D'ailleurs les résultats expérimentaux ont montré que la loi en $\cos^{3/2}\chi$ n'était généralement pas vérifiée. Remarquons que l'exposant 3/2 n'apparaît que dans le cas de l'hypothèse d'une atmosphère isotherme. M. Nicolet et L. Bossy [25] ont montré

théoriquement que l'exposant de cos χ variait selon la loi adoptée pour la variation de la température et pour la répétition verticale des différents constituants de l'ionosphère. J. A. Gledhill et M. E. Szendrei [26] ont étudié également la théorie de la formation des couches ionisées avec l'hypothèse de la température variant linéairement en fonction de l'altitude.

b) Absorption déviative.

i) Pour les régions de l'ionosphère où μ est variable, c'est-à-dire au *voisinage du niveau de réflexion*, ou à la traversée d'une région fortement ionisée, on se trouve dans le cas de l'absorption *déviative* (ou sélective) et le calcul de l'absorption implique alors, comme nous l'avons dit, la connaissance préalable de μ en chaque point du trajet.

Dans la pratique, si la fréquence de travail est suffisamment élevée, on peut admettre $\omega^2 \gg \nu^2$ et la formule (9) devient, *pour le rayon ordinaire* :

$$\varkappa = \frac{1}{\mu}\frac{e^2}{2\varepsilon_0 mc}\frac{N\nu}{\omega^2}. \qquad (14)$$

Si l'on néglige l'influence du champ magnétique terrestre, on a la formule de Sellmeier

$$\mu^2 = 1 - N_e{}^2/\varepsilon_0 m\omega^2.$$

et l'équation (14) devient

$$\varkappa = \nu(1-\mu^2)/2c\mu,$$

soit

$$\varkappa = \frac{\nu}{2c}\left(\frac{1}{\mu} - \mu\right). \qquad (15)$$

La fréquence « de plasma » à un niveau donné est donnée par la relation :

$$\omega_0^2 = Ne^2/\varepsilon_0 m, \qquad (16)$$

La relation (14) peut donc s'écrire

$$\varkappa = (\gamma/2\mu c)(\omega_0^2/\omega^2). \qquad (17)$$

Sous cette forme, on se rend compte que le coefficient d'absorption augmente lorsque μ diminue, c'est-à-dire lorsqu'on approche du niveau de réflexion. Le facteur (ω_0^2/ω^2) augmente aussi car la fréquence de plasma croît lorsque l'ionisation augmente et $\int \varkappa . ds$ sera d'autant plus grand que la couche ionisée sera plus épaisse et que l'onde y pénétrera plus profondément. Ce que l'on traduit généralement en disant que le *coefficient de réflexion de la couche* devient alors moins bon.

ii) Indépendamment de l'absorption déviative qui se produit au voisinage du niveau de réflexion, il faut noter qu'*une absorption déviative particulièrement importante se produit lorsque la fréquence de travail devient voisine de la fréquence critique de la couche.*

En effet, si l'on se donne un profil d'ionisation, parabolique par exemple (fig. 1), on peut considérer la couche ionosphérique comme formée de tranches d'épaisseur dh, de densité N constante, et où par conséquent la fréquence de plasma sera constante.

Pour chacune de ces tranches, la formule (17) est applicable et l'absorption totale $\int \varkappa . ds$ peut s'écrire

$$\Sigma\,(\nu_n/2\mu_n c)(\omega_n/\omega)^2.$$

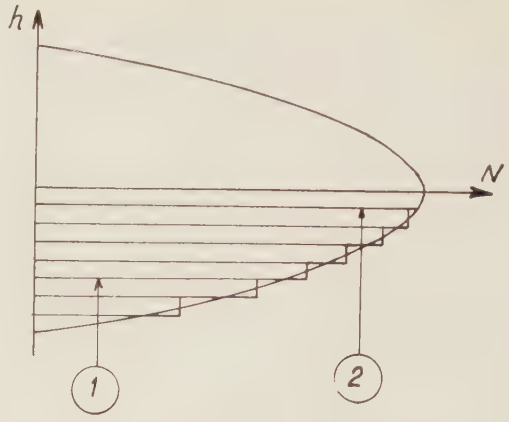

Fig. 1. — Profil d'ionisation parabolique.

1° Si la fréquence de travail est *inférieure à la fréquence critique* de la couche, elle se réfléchira à un niveau inférieur à celui du maximum d'ionisation et subira, à la traversée des couches élémentaires sous-jacentes, une absorption relativement faible car la fréquence utilisée sera très supérieure à la fréquence de plasma de ces tranches, et le facteur (ω_n/ω) sera faible. De plus, l'indice de réfraction μ sera voisin de l'unité sur la plus grande partie du trajet.

2° Au contraire, si la fréquence de travail est *voisine de la fréquence critique*, la réflexion aura lieu dans une région voisine du maximum d'ionisation où le gradient dN/dh sera très faible, ce qui revient à dire que l'onde traversera un grand nombre de tranches élémentaires où (ω_n/ω) sera très voisin de l'unité, donc μ très voisin de zéro. L'intégrale $\int \varkappa . ds$ prendra alors une valeur considérable.

On constate effectivement sur les ionogrammes que, au voisinage de la fréquence critique, la hauteur virtuelle $h' = \int dh/\mu$ devient très grande et que, généralement, la trace de l'écho disparaît par suite d'une très forte absorption.

En réalité, l'influence du champ magnétique terrestre ne doit pas être négligée et la formule du coefficient d'absorption devient alors très compliquée.

Remarquons également que tous ces calculs sont basés sur l'optique géométrique, ce qui implique que les paramètres envisagés varient peu sur une longueur d'onde. Au voisinage du point de réflexion cette condition n'est plus vérifiée et la seule théorie valable alors est celle de l'optique ondulatoire.

E. Argence, M. Mayot et K. Rawer [27] ont montré que les résultats obtenus avec l'optique physique sont identiques à ceux de l'optique géométrique, sauf au voisinage immédiat de la fréquence critique où l'optique géométrique donne une absorption infinie tandis que l'optique physique donne une valeur finie.

c) Études théoriques concernant différents modèles de couches ionosphériques.

Cette distinction entre absorption déviative et absorption non-déviative est un peu artificielle et pour calculer correctement l'absorption subie par une onde au cours de sa propagation, il faut réellement intégrer $\int \varkappa . ds$ tout le long du parcours, c'est-à-dire de $\mu = 1$ à $\mu \simeq 0$. On sait en effet que, si l'on tient compte de l'influence des chocs, μ ne s'annule pas à la réflexion mais devient très petit.

Il est alors nécessaire de se donner *a priori* un modèle de couche, c'est-à-dire un profil d'ionisation et une loi de variation du nombre de chocs ν en fonction de l'altitude.

De nombreux travaux théoriques ont tenté de préciser le problème, en considérant divers types de couches ionosphériques. Nous en citons quelques-uns :

J. C. Jaeger [28] a étudié l'absorption subie à la réflexion ou à la traversée d'une couche de Chapman, en négligeant le champ magnétique terrestre.

A. N. Kazantzev [29] a étudié divers modèles de couches (triangulaire, c'est-à-dire où le gradient de la densité électronique est linéaire jusqu'à un maximum, parabolique et du type Chapman) en négligeant aussi le champ magnétique terrestre. Il fait remarquer que la valeur du coefficient d'absorption est déterminée, non par la valeur absolue de l'ionisation maximale, mais par le rapport de la fréquence utilisée à la fréquence critique.

E. Argence, M. Mayot et K. Rawer [27] ont également étudié divers modèles de couches (parabolique, couche d'Epstein), avec différentes lois de variation de la température et du nombre de chocs.

K. Bibl et K. Rawer [30] ont évalué l'absorption sélective dans la région E (cas de la traversée et de la réflexion) en adoptant une loi de variation parabolique pour la densité électronique. Dans cet article sont données des tables permettant de calculer l'absorption sélective pour différentes valeurs du rapport f_c/f, lorsqu'on adopte une loi de variation exponentielle pour le nombre de chocs.

P. Poincelot [31] a étudié la question de la réflexion des ondes sur l'ionosphère à l'aide de la théorie électromagnétique, en considérant une répartition linéaire ou exponentielle de l'ionisation. Il néglige l'influence des chocs et celle du champ magnétique terrestre et obtient une expression du coefficient de réflexion de la couche.

Dans un article suivant [32] il étudie la réflexion sur un milieu stratifié dans lequel la densité électronique varie linéairement avec l'altitude et il introduit l'influence des chocs.

Nous avons d'ailleurs utilisé l'expression finale obtenue par P. Poincelot [34] pour évaluer théoriquement l'atténuation subie par des ondes de fréquence 3,4 MHz, se réfléchissant au niveau de la région E, en considérant différents gradients d'ionisation. Cette formule tient compte de l'absorption dans le milieu. Elle néglige les réflexions partielles qui peuvent s'introduire par l'optique physique et qui sont effectivement négligeables dans le cas considéré. On constate [33] que la perte d'énergie due à la réflexion dans une couche épaisse peut, dans certains cas, être du même ordre de grandeur que la perte par absorption non-déviative dans la région D.

J. D. Whitehead [35] arrive à une conclusion analogue après un calcul théorique de l'absorption subie dans une région de Chapman (de fréquence critique 3 MHz) par des ondes de fréquence 2 et 4 MHz. Il montre que, lorsqu'on tient compte de l'influence du champ magnétique terrestre, une proportion importante de l'absorption totale est une absorption déviative qui se produit au voisinage du sommet de la trajectoire de l'onde.

Nous pouvons résumer en constatant que, si l'on veut tenir compte le plus possible des conditions physiques que les ondes rencontrent au cours de leur propagation, les expressions analytiques qui permettent l'étude théorique du problème sont compliquées. En pratique on utilise, pour l'interprétation des résultats expérimentaux, des formules très simplifiées. Mais il ne faut pas perdre de vue les hypothèses simplificatrices posées au départ et par conséquent le domaine de validité de ces formules.

Chapitre II

PRINCIPE DES MESURES

1. INTRODUCTION.

Nous avons remarqué, au chapitre précédent, que, pour étudier l'atténuation $\varkappa$ subie par une onde électromagnétique au cours de sa propagation, il était commode d'exprimer les mesures au moyen d'un *coefficient de réflexion apparent* ρ qui est égal au rapport de l'amplitude E d'une onde réfléchie une fois par l'ionosphère (à une hauteur h') à l'amplitude E_{m0} qui aurait été reçue dans les mêmes conditions, en l'absence d'absorption.

Soit :

$$\rho = E/E_{m0}. \tag{18}$$

Nous poserons $20 \log_{10} E = I$ et dans le texte qui suit *les lettres majuscules I représenteront toujours des valeurs d'amplitude exprimées en décibels* (au-dessus de 1 μV/m).

En pratique, on évalue l'absorption sous forme d'une *atténuation en décibels*

$$L = -20 \log_{10} \rho. \tag{19}$$

La mesure de l'absorption implique donc la *détermination expérimentale de* ρ.

Nous allons, dans ce chapitre, exposer le principe des *deux méthodes* qu'il est possible d'utiliser pour déterminer l'absorption ionosphérique en étudiant les variations d'amplitude d'impulsions réfléchies par l'ionosphère, en incidence verticale :

a) l'une de ces méthodes consiste à comparer

l'amplitude de l'écho réfléchi une fois sur l'ionosphère, de jour, en présence d'absorption, et l'écho de même ordre, de nuit, alors que l'absorption résiduelle peut être considérée comme négligeable ;

b) l'autre, à comparer les amplitudes d'un écho réfléchi successivement une et deux fois par l'ionosphère.

L'atténuation globale subie par l'onde au cours de son trajet entre l'émetteur et le récepteur par l'intermédiaire d'une réflexion dans l'ionosphère peut se décomposer en deux parties bien distinctes :

a) l'atténuation de distance due à l'épanouissement du front de l'onde au cours de sa propagation,

b) l'atténuation due à une perte d'énergie par suite de la propagation de l'onde électromagnétique dans un milieu ionisé. L'onde communique une partie de son énergie aux électrons, qui la perdent par suite des chocs avec les molécules neutres, d'où dégradation irréversible de l'énergie.

Nous avons vu que le facteur d'amortissement est proportionnel à $N\nu$, et qu'il existe une région où la fréquence des chocs ν est grande mais où les électrons sont peu nombreux (région D) ; l'onde la traverse sans que sa trajectoire soit déviée ; elle y subit une *absorption non-déviative*. Au contraire, au voisinage du niveau de réflexion, où les électrons sont nombreux, mais où les chocs ne le sont pas, l'onde est déviée et subit une *absorption déviative*.

Nous avons exposé au chapitre précédent, la théorie de ces deux phénomènes et discuté les formules qui en résultent.

Nous allons maintenant étudier plus en détail l'atténuation de distance et voir de quelle manière nous devrons en tenir compte pour l'exploitation de nos mesures.

2. ATTÉNUATION DE DISTANCE.

a) Généralités.

Avant de pénétrer dans la région ionisée, l'onde parcourt un certain trajet rectiligne EA *en espace libre*, avec la vitesse de la lumière dans le vide c (fig. 2).

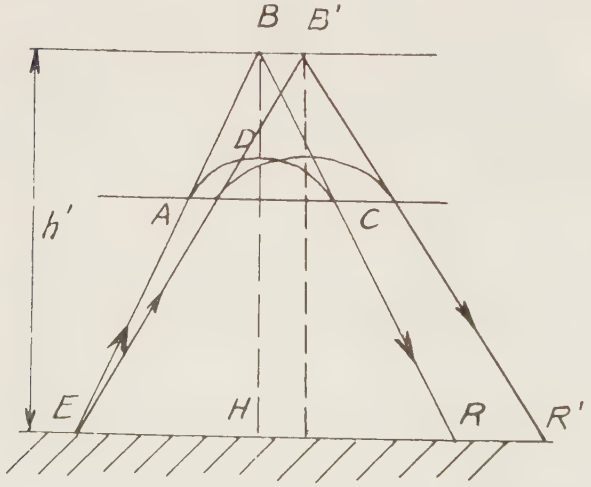

Fig. 2. Trajet réel et virtuel de l'onde.

La perte d'énergie subie par l'onde au cours de cette propagation, dans un milieu non-ionisé, n'est due qu'à l'épanouissement du front de l'onde, et l'intensité du champ électrique de l'onde est inversement proportionnelle à la distance parcourue à partir de l'émetteur.

Lorsque l'onde pénètre dans la couche ionisée, sa trajectoire s'incurve car l'indice de réfraction diminue progressivement. La vitesse de groupe $v = \mu c$, fonction de l'indice de réfraction donc de la densité électronique et de la fréquence de l'onde, diminue pour s'annuler en D (en incidence normale).

L'onde parcourt dont le trajet réel EADCR, dont la partie ADC avec une vitesse inférieure à celle dans le vide (ou dans l'air).

Le théorème de Breit et Tuve établit que, si on néglige la courbure de la Terre et celle de l'ionosphère, le temps mis par le signal pour parcourir le trajet réel EADCR (trajet de groupe) est le même que celui qu'aurait mis le signal pour parcourir le trajet EBR à la vitesse de la lumière dans le vide.

Le trajet EBR est le « trajet équivalent » et la hauteur BH la « hauteur équivalente » ou « hauteur virtuelle » de réflexion h'. Remarquons que cette hauteur virtuelle est toujours supérieure à la hauteur réelle DH.

On peut donc considérer que le phénomène de réflexion s'effectue comme si l'onde s'était propagée dans le vide, avec la vitesse de la lumière c jusqu'à un miroir plan situé à la hauteur h'. Il est alors facile de voir que *l'atténuation subie par l'onde s'effectue suivant la loi de l'inverse de la distance quand on considère le trajet virtuel*. En effet, si on considère deux rayons très voisins EBR et EB'R', le flux d'énergie contenu dans le cône BEB' ainsi déterminé se répartit sur des sections droites du cône en raison inverse du carré de la distance, dont le champ (proportionnel à la racine carrée de l'énergie) sera inversement proportionnel à la distance virtuelle (loi de l'atténuation géométrique).

En réalité, la différence entre la hauteur réelle et la hauteur virtuelle ne devient importante qu'au voisinage de la fréquence critique de la couche réfléchissante, la hauteur virtuelle atteignant alors des valeurs très grandes.

Si, au lieu de considérer le point de vue de l'optique géométrique, on étudie la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu ionisé en présence du champ magnétique terrestre, le problème devient plus complexe.

W. Becker [36] a évalué les différences numériques entre les résultats obtenus, pour un certain modèle de couche, à l'aide de l'optique géométrique, et les solutions exactes des équations de Maxwell (théorie de l'optique électro-magnétique). Il montre que la différence ne devient appréciable qu'au voisinage de la fréquence critique.

Sous incidence verticale et en l'absence d'absorption nous considérons donc que l'*amplitude de l'onde varie en fonction de l'inverse de la hauteur virtuelle h'* de réflexion. Cette hauteur nous est

donnée par simple lecture des ionogrammes de sondages verticaux car le récepteur enregistre le temps t mis par le signal pour revenir au sol après réflexion, et h' est définie par :

$$h' = ct/2.$$

b) Cas de référence.

En l'absence d'absorption, une onde réfléchie à la hauteur de référence h_0 est reçue avec l'intensité E_0. I_0 ($= 20 \log E_0$) sera donc une constante dépendant seulement des caractéristiques de l'appareillage utilisé (puissance d'émission, gain des antennes... etc).

c) Correction de hauteur.

En l'absence d'absorption, pour pouvoir comparer des échos réfléchis à des hauteurs différentes, nous ramènerons systématiquement la valeur mesurée E_{m_0} de l'amplitude d'un écho réfléchi à la hauteur h', à la valeur E_0 qui aurait été observée si la réflexion s'était effectuée à la hauteur virtuelle de référence h_0.

Nous aurons donc la relation :

$$E_0 h_0 = E_{m_0} h'. \tag{20}$$

En présence d'absorption, nous aurons de même, si E est l'amplitude de l'écho réfléchi à la hauteur h' et E' celle de l'écho réfléchi à la hauteur de référence h_0 :

$$E' h_0 = E h' \tag{21}$$

soit

$$E' = E(h'/h_0).$$

Les étalonnages donnant directement la mesure de l'amplitude des échos en décibels (au-dessus de 1μV), nous aurons *en décibels* :

$$I' = I_{\text{mesuré}} + 20 \log (h'/h_0). \tag{22}$$

Nous avons adopté comme *hauteur de référence* $h_0 = 100$ *km*, et établi un tableau qui donne, pour des hauteurs de 5 en 5 km, *la correction* (en décibels) *à ajouter* à la valeur I mesurée après une réflexion à la hauteur h', pour obtenir I'.

3. PRINCIPE DE LA COMPARAISON DE L'AMPLITUDE DES ÉCHOS DE DIFFÉRENTS ORDRES.

a) Formules de base.

Si nous représentons le sol et l'ionosphère comme 2 miroirs plans parallèles (fig. 3) et caractérisons par un coefficient de réflexion apparent ρ les diverses atténuations subies par l'onde (exception faite de l'atténuation de distance dont nous avons déjà tenu compte), *en présence d'absorption*, les amplitudes E_1, E_2,... E_r des échos réfléchis une, deux,... r fois à la hauteur h' sont données par les formules suivantes, ρ_g, étant le coefficient de réflexion au sol, après avoir remplacé dans l'équation (20) E_{m_0} par E/ρ donné par l'équation (18)

$$E_1 h' = \rho E_0 h_0, \tag{23}$$

$$E_2 . 2h' = \rho\rho_g E_2 h' = \rho^2 \rho_g E_0 h_0, \tag{24}$$

. . . . . .

$$E_r . rh' = \rho\rho_g^{r-1} E_0 h_0. \tag{25}$$

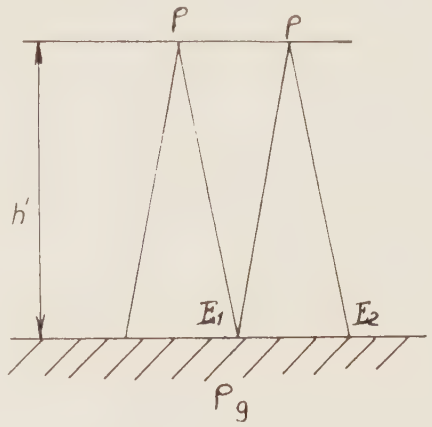

Fig. 3. — Réflexions successives de l'onde sur le sol et l'ionosphère.

Nous pouvons transformer ces équations en exprimant en décibels les valeurs des amplitudes, et nous obtenons immédiatement les formules nous donnant directement la valeur de l'absorption L.

b) Détermination de L en utilisant un seul écho.

i) La formule (23) donne :

$$L = -20 \log \rho = 20 \log E_0 - 20 \log E_1 - 20 \log (h'/h_0).$$

Si l'on a ramené à 100 km l'amplitude I_1, on aura' en tenant compte de (22) :

$$L = I_0 - I'_1. \tag{26}$$

Nous verrons plus loin comment on peut déterminer la valeur de la constante d'étalonnage I_0 et quelle importance elle présente pour l'interprétation des mesures. Si l'on a déterminé I_0, on peut évaluer L à partir de l'amplitude de l'écho du premier ordre seul (si l'on connaît sa hauteur virtuelle de réflexion).

ii) Si I_0 est connu, on peut également évaluer l'absorption L d'une autre manière, indépendante de la précédente, ne faisant intervenir que l'amplitude de l'écho du second ordre seul.

L'équation (24) peut s'écrire :

$$20 \log E_2 + 20 \log 2 + 20 \log h' = 2(20 \log \rho) + 20 \log \rho_g + 20 \log E_0 + 20 \log h_0,$$

soit :

$$2L = I_0 - I_2 - 20 \log (h'/h_0) + 20 \log \rho_g - 20 \log 2.$$

Pour la simplification des calculs pratiques, nous avons effectué la réduction de hauteur de l'écho réfléchi deux fois par l'ionosphère I_2, en posant :

$$I'_2 = I_2 + 20 \log (h'/h_0)$$

en prenant pour h' la hauteur de réflexion de l'écho d'ordre un. Nous aurons donc $I_1 - I_2 = I'_1 - I'_2$.

Nous obtenons alors :

(27) ● $2L = I_0 - I'_2 - 20 \log 2 + 20 \log \rho_g$.

c) **Détermination de L en utilisant des échos multiples.**

Les équations (23) et (24) où figurent les amplitudes des échos du premier et deuxième ordre permettent de déterminer L *sans avoir au préalable déterminé* I_0, mais en supposant connu le coefficient de réflexion du sol ρ_g.

En effet, la relation :

$$E_2 . 2h' \quad \rho\rho_g E_1 h'$$

permet d'écrire :

$$-20 \log \rho = L = 20 \log E_1 - 20 \log E_2 - 20 \log 2 + 20 \log \rho_g,$$

(28) ● $L = I_1 - I_2 - 20 \log 2 + 20 \log \rho_g$.

Notons que la connaissance de la hauteur virtuelle h' est inutile si nous appliquons cette formule.

d) **Détermination de la constante de l'appareillage I_0.**

L'équation (26) peut se mettre sous la forme :

(29) ● $I_0 = I'_1 + L$.

On retrouve la définition que nous en avons donnée : I_0 est l'amplitude de l'écho réfléchi une fois à la hauteur de référence h_0, en l'absence d'absorption.

4. COEFFICIENT DE RÉFLEXION DU SOL.

Le coefficient de réflexion du sol intervient dans la détermination de l'absorption L qui est basée sur la comparaison des échos multiples.

Comme il est voisin de l'unité, son influence est faible de jour, comparée à celle de l'absorption ; mais de nuit, alors que l'absorption résiduelle est faible, la valeur de la perte à la réflexion au sol sera du même ordre de grandeur que l'absorption que nous voulons mesurer.

Ce coefficient de réflexion du sol est variable suivant la nature du sol, sa configuration et son degré d'humidité.

Des calculs à partir des formules de Fresnel, faisant intervenir la constante diélectrique et la conductibilité de différents sols pris comme référence, montrent que la perte par réflexion sur le sol peut atteindre 4 dB. Le National Bureau of Standards [37] donne $\rho_g = 0{,}63$ soit $\log \rho_g = \bar{1}{,}79934$ et $-20 \log \rho_g = +4$ dB.

K. Rawer [9] l'estime de 1 à 2 dB pour la station de Fribourg mais remarque qu'elle peut être plus élevée en d'autres stations.

A. Ochs [38] indique que les mesures effectuées à Lindau en 1953 confirment cet ordre de grandeur.

Si le sol est très sec, la perte de réflexion au sol sera plus grande ; au contraire, dans le cas de Tahiti par exemple, où la station est construite au-dessus d'un plan d'eau, le coefficient de réflexion sera très voisin de l'unité et il est probable que la perte à la réflexion sera inférieure à 1 dB et pourra être négligée.

Pour les mesures effectuées à la station de Domont, une étude statistique des amplitudes des échos d'ordre un et deux obtenus plusieurs heures après le coucher du soleil a montré qu'en général, dans des conditions ionosphériques normales, la différence entre les amplitudes des échos d'ordre un et deux était de 9 dB. Si on admet que la nuit l'absorption résiduelle est négligeable, nous trouvons que la perte due à la réflexion sur le sol est de $3dB$. C'est cette *valeur* $-20 \log \rho_g = +3$ *dB que nous avons adoptée pour toutes les mesures effectuées à Domont.* Elle est en bon accord avec celles que nous venons de citer, compte tenu de la topographie du terrain environnant la station, qui présente des irrégularités.

5. FOCALISATIONS.

Dans tout ce qui précède, on a admis que l'ionosphère était composée de *couches homogènes* et *planes, stratifiées horizontalement.* Cette hypothèse n'est évidemment qu'une approximation.

Dès les premières mesures d'absorption par la méthode qui consiste à comparer les échos de différents ordres, on a pu constater que les amplitudes des échos présentaient des fluctuations plus ou moins rapides et irrégulières, et aussi que les amplitudes des échos d'ordre différent variaient plus ou moins indépendamment.

Nous verrons qu'un certain nombre d'anomalies présentées par les résultats expérimentaux peuvent s'expliquer si, au lieu de considérer que les ondes se réfléchissent sur une surface plane, on suppose que cette surface présente une certaine courbure.

De nombreux auteurs, parmi lesquels W. R. Piggott [39], A. Ochs [38], K. Bibl, E. Harnischmacher et K. Rawer [40], ont supposé que les surfaces d'égale ionisation pouvaient présenter une courbure plus ou moins prononcée, jouant ainsi le rôle de miroirs convexes ou concaves, produisant une focalisation ou une défocalisation des ondes et ayant par conséquent pour effet de renforcer ou d'atténuer certains échos.

L'étude d'une « houle » ionosphérique sinusoïdale et cylindrique a permis à K. Rawer et E. Argence [41] de montrer que seul le rayon de courbure de la surface réfléchissante joue un rôle important.

K. Bibl, E. Harnischmacher et K. Rawer [40] ont évalué l'effet d'une ionosphère courbe sur l'intensité des échos des différents ordres en supposant que les surfaces d'égale ionisation ont une forme sphérique ou cylindrique.

On pourrait croire *a priori* que les effets de focalisation ou de défocalisation pourraient se compenser si l'on fait une moyenne sur une série de mesures

suffisamment longue. K. Rawer [42] fait remarquer que, lorsqu'on calcule le terme correctif dû à la courbure d'une couche réfléchissante, on trouve que l'effet de cette courbure est presque négligeable pour la défocalisation et importante seulement lorsqu'on approche de la condition de focalisation.

Les formules suivantes [43] permettent d'évaluer l'intensité E des échos d'ordre un, deux et trois dans le cas d'une *houle sphérique* symétrique par rapport à l'emplacement du sondeur (la courbure de la terre est négligée par rapport à celle de la surface réfléchissante).

$$E_1 = E_0\,\rho/[2H(1 - H/r)] \quad \text{au lieu de} \quad E_1 = \rho E_0$$

$$E_2 = E_0\,\rho^2\,\rho_g/[4H(1 - H/r)\,(1 - 2H/r)]$$

$$E_3 = E_0\,\rho^3\,\rho_g^2/[6H(1 - H/r)\,(1 - 4H/3r)\,(1 - 4H/r)]$$

où E_0 est le champ de référence, ρ le coefficient de réflexion de l'ionosphère, ρ_g celui du sol, H la hauteur de réflexion et r le rayon de courbure de la surface réfléchissante.

Dans le cas d'une *houle cylindrique*, on doit prendre la racine carrée des termes entre parenthèses, en écrivant les formules ci-dessus. L'effet de focalisation est donc moins prononcé que pour la houle sphérique.

On constate que la focalisation peut exister en même temps pour les échos des différents ordres, si le centre de courbure est situé à la surface de la terre ($H/r = 1$).

Si l'on a mesuré l'amplitude des trois échos successifs, on pourra déterminer les trois paramètres E_0, ρ et r. Mais il faut noter qu'il y a une difficulté à comparer un modèle de ce genre avec les résultats expérimentaux qui proviennent de mesures statistiques.

Nous verrons plus loin que cette hypothèse, qui introduit la possibilité de focalisations renforçant certains échos plus que d'autres, nous permettra de donner une interprétation de certains résultats expérimentaux.

6. DIFFUSION ET RÉFLEXIONS PARTIELLES.

Des irrégularités de l'ionisation peuvent se présenter sous la forme de nuages denses, plus ou moins étendus.

Les ionogrammes montrent fréquemment, au-dessous de la trace correspondant à la réflexion sur la région F, des traces dues à des réflexions partielles à un niveau voisin de celui de la région E.

Une onde traversant de tels nuages avant de se réfléchir sur la région F peut être fortement atténuée du fait de pertes d'énergie par diffusion. Alors que la présence d'échos E sporadique de ce genre est une bonne indication que ce type d'atténuation est probablement présent, une mesure directe de la perte subie par ce processus de diffusion ne peut être faite que par des procédés spéciaux.

Chapitre III

APPAREILLAGE UTILISÉ

1. GÉNÉRALITÉS.

Le problème expérimental qui nous est posé est le suivant : mesurer l'atténuation subie par une onde émise du sol vers l'ionosphère, s'y réfléchissant, et revenant au sol après avoir traversé deux fois la région D et éventuellement la région E.

On pourrait simplement mesurer le champ reçu. Connaissant la puissance émise, le gain des aériens et leur directivité, la distance parcourue par les ondes, on pourrait en déduire l'atténuation subie par l'onde. Cependant, ce procédé simple se heurte à de grandes difficultés plusieurs éléments restant difficiles à préciser (puissance émise à la verticale, gain des antennes, etc...).

Il est évidemment essentiel de connaître quelle est la couche réfléchissante et par conséquent d'utiliser des *mesures sur des impulsions* qui permettent de séparer à la réception les différents trajets.

De plus, on sait qu'au cours de son parcours dans l'ionosphère, une onde de polarisation quelconque, en présence du champ magnétique terrestre, se décompose en deux ondes de polarisation elliptique (*), inégalement retardées, et dont l'interférence produit d'importantes fluctuations à la réception. L'onde résultante présente une polarisation variable, imprévisible, et qui ne sera pas la même pour les échos successifs. Ces fluctuations de polarisation ont été mises en évidence par de nombreux auteurs, notamment par T. L. Eckersley et F. T. Farmer [44] en Grande-Bretagne et par A. H. de Voogt [45] en Hollande.

Pour éliminer cette cause de variation du champ, on peut procéder à des mesures sur une seule onde en éliminant l'autre à la réception par un dispositif d'aériens polarisés convenablement.

S. Estrabaud chargé, au Laboratoire, d'étudier la question des mesures d'absorption ionosphérique, a exposé [46] les différentes méthodes possibles et les raisons qui ont permis de choisir celle qui convenait le mieux.

R. Chezlemas [47] a décrit en détail l'appareillage qu'il a mis au point pour les mesures des vents et de l'absorption ionosphériques. Nous nous contenterons de rappeler ici les caractéristiques principales de l'appareil et de faire quelques remarques mettant en évidence les avantages de la méthode utilisée.

L'appareillage a subi diverses modifications depuis 1954 (puissance de l'émetteur, changement des antennes et du discriminateur, etc...). Nous ne

(*) En fait, à nos latitudes et pour les fréquences considérées ici, la polarisation des ondes à la réception est presque circulaire, puisque le rapport des axes des ellipses est voisin de 0,9.

les mentionnerons pas ici, mais nous avons évidemment tenu compte de leur influence sur les intensités enregistrées.

Il s'agit d'enregistrer d'une façon continue le niveau d'une impulsion dont le retard par rapport au signal origine est essentiellement variable (puisqu'il dépend de la hauteur virtuelle de la région ionisée donnant lieu à la réflexion), et dont l'amplitude peut varier d'une façon considérable.

L'enregistrement continu présente des avantages certains. Si on opère avec un dispositif purement visuel, on ne peut disposer que d'un nombre limité de valeurs isolées (relevées à des intervalles de temps de 7 à 10 secondes par exemple), tandis que l'enregistrement donne la possibilité de vérifications ultérieures ainsi qu'une précision des mesures accrue.

2. DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE.

L'appareillage comprend :

1) **Un émetteur d'impulsions.**

La fréquence fixe est de 3,4 MHz, la durée des impulsations de 200 microsecondes et leur fréquence de récurrence de 50. Une antenne (« folded dipole ») émet des signaux polarisés rectilignement. La puissance de crête est de 1 kW environ. La commande par quartz assure l'accord correct du récepteur sur la fréquence du signal d'émission.

2) **Un ensemble récepteur** (fig. 4).

Il comprend :

a) *un système d'aériens* composé de deux doublets horizontaux perpendiculaires, tendus au-dessus d'un « sol artificiel », toile d'araignée en fil de cuivre, formant un plan horizontal à 30 cm au-dessus du sol. La hauteur effective des aériens reste ainsi constante et indépendante de la plus ou moins grande humidité du terrain. Ce dispositif supprime ainsi une des causes de variation du gain de l'antenne ;

b) *un discriminateur* permettant de séparer les deux composantes magnéto-ioniques, ordinaire et extraordinaire, de l'onde réfléchie par l'ionosphère. Le sens de rotation du vecteur électrique est opposé pour ces deux composantes. Pour chacune des composantes, on recueille, sur les deux doublets, deux tensions égales mais en quadrature.

Pour éliminer la composante extraordinaire, il faut que les deux tensions recueillies soient en opposition de phase et, de plus, que leurs amplitudes soient égales. On impose alors un déphasage supplémentaire de 90° à l'une des tensions par rapport à l'autre. Le déphasage infligé à une seule des tensions affecterait l'amplitude. Par conséquent, on déphase symétriquement les deux tensions de + et — 45° (fig. 5).

Pour la composante extraordinaire, on obtient la différence de deux vecteurs égaux, donc une extinction. Pour la composante ordinaire, on obtient la somme de deux vecteurs égaux.

En pratique, à cause de la polarisation qui n'est pas parfaitement circulaire, et des imperfections inévitables du montage, le discriminateur produit un affaiblissement supérieur à 20 dB de la composante extraordinaire par rapport à la composante ordinaire. Comme d'autre part, la composante extraordinaire est beaucoup plus affaiblie que la composante ordinaire à la traversée d'une région

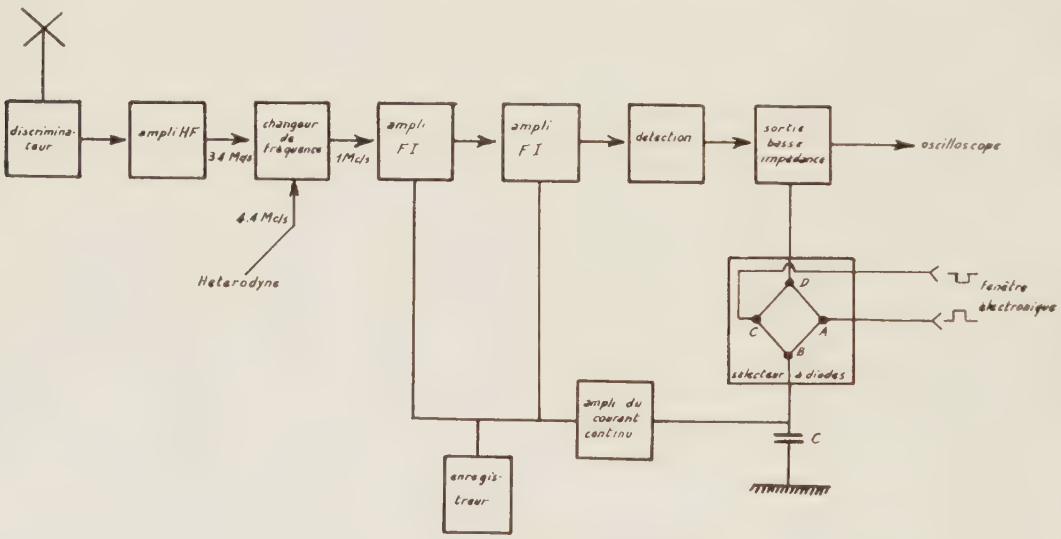

Fig. 4. — Schéma de l'ensemble récepteur.

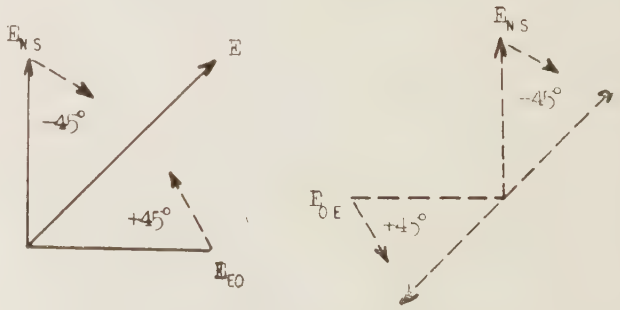

Fig. 5. — Action du discriminateur sur les composantes ordinaire et extraordinaire.

absorbante, on constate qu'en fait, l'onde extraordinaire est presque complètement éliminée ;

c) *un amplificateur haute fréquence*, un *changeur de fréquences* et un *amplificateur à fréquence intermédiaire* (F. I.) à deux étages, qui amplifie la tension sur 1 MHz avec deux tubes à pente variable, dont le point de fonctionnement (donc le gain) dépend de la tension continue appliquée à la grille de commande. La tension détectée attaque sous basse impédance *un sélecteur à diodes* (montage de 4 diodes en pont, tel que les diodes sont normalement bloquées) (fig. 6).

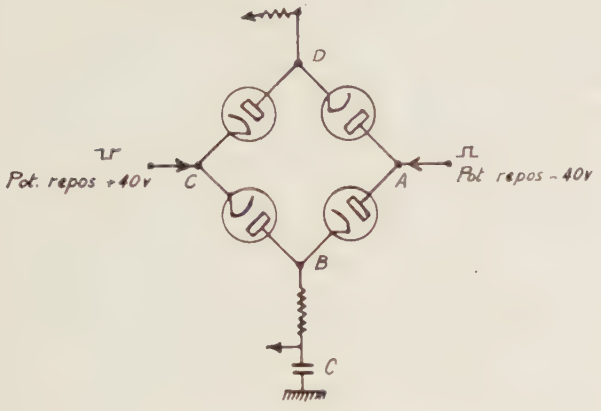

FIG. 6. — Schéma de principe du sélecteur à diodes.

Un circuit annexe *générateur de « signaux de fenêtre »* produit des impulsions carrées de 100 microsecondes, de fréquence de récurrence de 50, synchronisées sur l'émission. Leur position dans le temps est réglable, de sorte qu'on peut déplacer le signal pour le centrer sur l'écho à mesurer.

Ce signal de fenêtre est appliqué aux extrémités de la diagonale du pont de diodes et le *débloque*, ce qui produit la charge d'un condensateur C pendant 100 microsecondes.

La constante de temps à la charge du condensateur C (quelques millisecondes) est telle que le condensateur se trouve porté au potentiel du point A, en quelques dizaines d'impulsions. Ce potentiel suit par conséquent les variations du champ de l'écho enregistré. Le potentiel de ce condensateur est amplifié par un *amplificateur à courant continu* et appliqué à la grille de commande des amplificateurs F. I. Leur gain est ainsi réglé automatiquement. C'est cette tension de polarisation que l'on enregistre. Elle est proportionnelle au logarithme de la tension du signal d'entrée, car la caractéristique du tube F. I. est logarithmique.

En résumé, c'est un système d'antifading classique, rendu nécessaire par les grandes variations de l'amplitude des échos. Il est asservi au champ reçu seulement pendant la durée du signal de fenêtre, de manière à n'enregistrer que l'amplitude de l'écho sur lequel est centrée la fenêtre.

d) un *oscillographe de contrôle* à la sortie des amplificateurs M. F. qui permet de sélectionner les échos à enregistrer et de cadrer la fenêtre sur l'écho choisi.

3) **Une enregistreur à plume** SIFAM.

La déviation totale est d'environ 10 cm pour un courant de 1 mA et la constante de temps est inférieure à une seconde.

Les enregistrements sont obtenus directement sur papier, dont la bande est entraînée par un système d'engrenages réglables.

La sensibilité du récepteur a été réglée de manière que la déviation totale de l'aiguille (10 cm) corresponde à environ 70 dB (de 1 μV à 3,2 mV) de façon que la courbe d'étalonnage soit approximativement linéaire (en dB) et que l'amplitude des échos forts (de nuit) ne soit pas dans un domaine où le récepteur est saturé.

La vitesse de déroulement du papier a été fixée à 4 cm/minute. Des vérifications effectuées régulièrement à l'aide d'un chronomètre ont montré que cette vitesse de déroulement restait constante à 2 % près, donc avec une marge d'erreur très faible n'influençant pas la validité des mesures.

Le dispositif récepteur à réponse logarithmique présente un grand intérêt : il rend inutile le réglage manuel du gain du récepteur selon le niveau moyen des échos (dont l'amplitude peut varier d'une cinquantaine de décibels à nos latitudes) et, d'autre part, il permet une interprétation commode et rapide des mesures, puisque les valeurs des amplitudes sont directement converties en décibels à partir de la courbe d'étalonnage du récepteur.

3. STABILITÉ DE L'APPAREILLAGE.

La précision des mesures dépend essentiellement de la stabilité de l'appareillage.

Émetteur.

On vérifie périodiquement le courant d'antenne (ampèremètre d'antenne de l'émetteur). Il peut varier de 280 à 300 mA, d'où la possibilité d'une erreur de 20 log 300/280, donc inférieure à 1 dB.

Aériens.

Ils ne présentent pas de possibilité de variation car les dimensions géométriques des antennes sont bien définies, et ils ne comportent pas de résistance d'adaptation susceptible de varier.

Récepteur.

Sa stabilité se contrôle facilement à l'aide d'un générateur HF connecté à l'entrée du récepteur, à la place de l'arrivée du courant d'antenne.

L'étalonnage du récepteur est effectué matin et soir, en faisant varier la tension de 10 en 10 dB. On note sur le cahier d'observations les valeurs correspondantes lues sur le décibelmètre de contrôle du récepteur, ce qui permet de vérifier immédiatement que l'étalonnage est resté constant, sans avoir

à dérouler le papier d'enregistrement. On a donc, pour chaque journée de mesures, deux échelles d'étalonnage théoriquement identiques. En pratique, elles diffèrent très peu et on prend, pour effectuer le dépouillement, une échelle moyenne (l'erreur étant toujours inférieure à 1 dB lorsqu'il n'y a pas eu de défaillance de l'appareillage, qu'il est ainsi facile de déceler).

De plus, on établit séparément un graphique représentant les *variations des échelles d'étalonnage* d'un jour à l'autre pour pouvoir les comparer facilement et mettre en évidence une dérive lente éventuelle des caractéristiques.

CHAPITRE IV

PROCESSUS SUIVI POUR EFFECTUER LES MESURES

1. ENREGISTREMENT.

a) Généralités.

Pour effectuer les mesures, on centre, sur l'oscillographe de contrôle, le signal de fenêtre sur l'écho choisi et on enregistre l'amplitude pendant une dizaine de minutes (fig. 7).

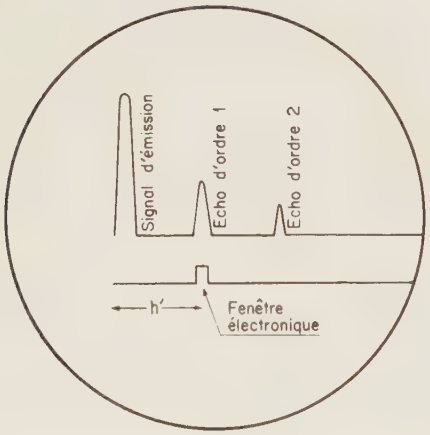

Fig. 7. — Oscillographe de contrôle.

L'observation de l'oscillographe montre que les échos présentent en général des fluctuations plus ou moins rapides.

La constante de temps de l'enregistreur permet d'éliminer les fluctuations très rapides (de période inférieure à une seconde).

La vitesse choisie pour le déroulement du papier (4 cm/minute) permet d'enregistrer les fluctuations de période supérieure à 1 seconde.

On note l'heure du début de l'enregistrement, ainsi que tous les phénomènes que l'on peut observer sur l'oscillographe de contrôle et qui peuvent avoir une influence sur la mesure ou aider à l'interpréter ensuite : hauteur vituelle de chacun des échos présents, s'ils sont diffus ou dédoublés, s'il y a présence de Es, s'il y a du fading rapide ou non.

L'appareil dont nous disposions ne comportait qu'une seule fenêtre électronique. Nous n'avions donc la possibilité que d'enregistrer un seul écho à la fois.

Or, nous avons vu dans l'exposé du principe des mesures qu'il était indispensable de pouvoir évaluer, chaque fois que c'était possible, l'amplitude des échos réfléchis une et deux fois sur l'ionosphère.

Après différents essais, nous avons adopté une *unité de temps de mesure de 30 secondes* (soit 2 cm sur l'enregistrement) et nous avons enregistré alternativement les échos d'ordre 1 et 2, chacun pendant 30 secondes. Cette durée est suffisamment courte pour permettre d'interpoler entre deux mesures effectuées sur le même écho et d'avoir ainsi une vue d'ensemble des phénomènes enregistrés.

La figure 8 donne un exemple d'enregistrement ainsi obtenu.

b) Choix des échos à enregistrer.

En général, on observe sur l'oscillographe des échos que l'on peut facilement identifier à l'aide de leur hauteur vituelle. Nous verrons en étudiant les résultats obtenus que, dans la journée, il est souvent impossible d'enregistrer l'écho d'ordre 2 par suite de l'absorption importante, la puissance de l'émetteur n'étant pas suffisante.

Notons qu'en vue de l'étude ultérieure de l'in-

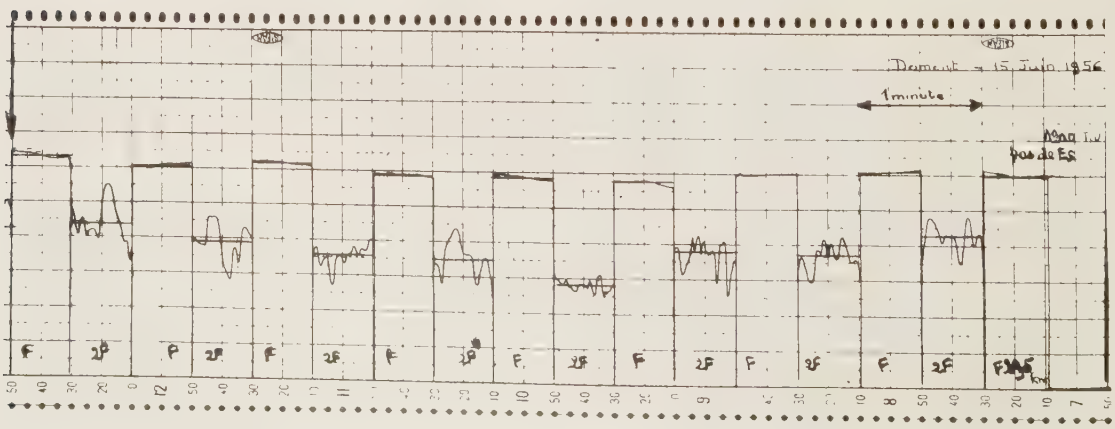

Fig. 8. – Exemple d'enregistrement.

fluence de E sporadique sur l'amplitude de l'écho F, nous avons également enregistré simultanément en un certain nombre d'occasions, F et Es.

c) Identification des échos enregistrés.

Il arrive parfois de constater, sur l'oscillographe de contrôle, la présence d'échos difficiles à identifier uniquement à l'aide de leur hauteur virtuelle. Dans ce cas, on a noté soigneusement leurs caractéristiques pour pouvoir les interpréter ultérieurement à l'aide des ionogrammes obtenus à Bagneux, ou à Poitiers.

La fréquence sur laquelle nous avons travaillé (3,4 MHz) est parfois voisine de la fréquence critique de la région E, ou de E2. Souvent, il est impossible, à la seule vue de l'oscillographe, de savoir si l'écho enregistré aux environs de 100 km est obtenu par réflexion sur E, sur Es ou encore sur Ex.

D'autre part, si, à un moment donné, il n'y a *aucun écho visible sur l'oscillographe*, il est important, pour l'interprétation du phénomène, de savoir si cette absence d'écho est due :

i) à une absorption sélective élevée au voisinage d'une fréquence critique ;

ii) à une absorption non-sélective intense, due à un renforcement de l'ionisation dans la région D (et dans ce cas on constate sur l'ionogramme l'absence de trace d'écho pour les fréquences basses, ce qui détermine une f-min élevée ; le phénomène sera le plus souvent en corrélation avec une perturbation ionosphérique à début brusque (P. I. D. B.), un évanouissement plus ou moins général sur ondes courtes, et un renforcement des ondes longues), ou encore,

iii) à une panne ou une défaillance de l'émetteur ou du récepteur.

L'interprétation de la mesure sera donc totalement différente suivant les cas et ne peut être faite qu'à l'aide des ionogrammes correspondants.

Nous avons d'ailleurs *systématiquement vérifié l'interprétation* de tous nos enregistrements d'absorption *à l'aide des ionogrammes* obtenus à Bagneux, ou à Poitiers, lorsqu'il n'avait pas été possible de faire des sondages verticaux à Bagneux. Nous avons évidemment tenu compte du fait que si, entre Bagneux et Poitiers, il y a peu de différence en ce qui concerne les hauteurs virtuelles et les fréquences critiques des couches régulières (E et F), il n'en n'est pas de même pour E sporadique qui peut présenter des caractéristiques différentes en ces deux stations distantes de plus de 300 km.

Nous avons également vérifié sur les ionogrammes, et corrigé le cas échéant, les valeurs des hauteurs virtuelles lues sur l'oscillographe de contrôle, l'échelle des hauteurs de celui-ci n'étant pas stabilisée par quartz comme celle du sondeur vertical.

d) Influence du brouillage sur l'amplitude des échos.

S. Estrabaud (dans une Note non publiée) a montré que, lorsqu'il s'agit d'un bruit continu, la mesure sera correcte si l'écho surpasse en moyenne le niveau de bruit de 5 à 6 dB. En présence d'un bruit de fond important, nous avons donc enregistré en début et en fin de mesure le niveau de ce bruit (en plaçant la fenêtre en dehors des échos). Remarquons que, pour les échos d'ordre deux (ou supérieur) le rapport écho/brouillage est plus faible et que souvent, au cours des mesures de nuit, alors que le niveau de bruit est le plus fort, nous avons pu enregistrer les échos d'ordre un mais il a été impossible d'obtenir l'amplitude correcte de l'écho double, faussée par le brouillage.

Avec un peu d'habitude, on arrive à voir sur l'oscillographe si le niveau de bruit risque ou non de perturber la mesure.

2. DÉPOUILLEMENT.

a) Étude des étalonnages du récepteur.

i) *Tracé de la courbe d'étalonnage du récepteur et de l'échelle en décibels.*

Nous avons vu au chapitre III que l'étalonnage du récepteur est effectué matin et soir en faisant varier la tension de 10 en 10 dB.

Pour chaque journée de mesure, on établit sur papier millimétrique la courbe d'étalonnage en pointant en abscisses les valeurs en dB et en ordonnées les valeurs en millimètres mesurées à partir de la ligne inférieure tracée sur le papier enregistreur.

Les valeurs obtenues le matin et le soir sont sensiblement les mêmes. Et pour établir à partir de cette courbe l'échelle sur calque qui servira au dépouillement, on interpole linéairement entre les valeurs obtenues de 10 en 10 dB.

ii) *Comparaison des étalonnages d'un jour à l'autre.*

Pour s'assurer de la stabilité de l'appareillage, pendant une certaine période, on a établi des courbes comparant les étalonnages obtenus pour les différents jours de mesure.

b) Évaluation de l'amplitude médiane des échos pour la durée d'une mesure.

i) *Évaluation graphique sur l'enregistrement des amplitudes médianes sur 30 secondes (valeurs « instantanées »).*

Pour éliminer les fluctuations rapides, on détermine graphiquement la valeur médiane de l'amplitude pendant 30 secondes (2 cm) en traçant un trait horizontal tel que la courbe enregistrée soit égale ou supérieure à cette valeur pendant la moitié du temps (c'est-à-dire 15 secondes). La reproduction de l'enregistrement présentée figure 8 en montre un exemple.

Dans la suite de notre exposé, ce sont ces valeurs médianes sur 30 secondes que nous appellerons « *valeurs instantanées* ».

ii) *Mesure de ces valeurs « instantanées » à l'aide de l'échelle en décibels et calcul de leur médiane.*

Ces valeurs « instantanées » sont mesurées à l'aide de l'échelle en dB établie sur papier calque d'après la courbe d'étalonnage du récepteur, et portées dans les colonnes verticales correspondantes d'un tableau établi à cet effet. Pour une mesure donnée, on obtient ainsi une quinzaine de valeurs dont on évaluera la médiane.

Si l'on a pu enregistrer un écho et son double, on évalue les différences « instantanées » ($\Delta = I_1 - I_2$) ainsi que la *médiane* de ces différences.

On devrait évidemment trouver que la médiane des différences « instantanées » $\overline{\Delta}$ est égale à la différence des valeurs médianes $\overline{I}_1 - \overline{I}_2$. En pratique, sur une dizaine ou une quinzaine de valeurs, on trouve 1 ou 2 dB d'écart au maximum, sinon il faut rechercher quelle en est la cause (en général, nous l'avons attribuée au fait que, si les échos subissent des focalisations, l'écho réfléchi deux fois n'en est pas affecté de la même manière que celui réfléchi une seule fois par l'ionosphère).

c) Détermination de la valeur L_1 de l'absorption L en comparant les échos d'ordre un et deux.

Nous avons vu qu'en principe L peut se déterminer soit en comparant les amplitudes I_1 et I_2, d'après l'équation (28), soit en comparant l'amplitude I_1 à la constante I_0 à l'aide de l'équation (26).

Nous avons donc établi un autre modèle de tableau dans lequel nous reportons, pour un jour donné, les valeurs médianes $\overline{I}_1$ et $\overline{I}_2$ obtenues au paragraphe précédent, en notant sur quelle couche la réflexion s'était produite et à quelle hauteur virtuelle h', afin d'effectuer la correction de hauteur. Nous obtenons immédiatement la valeur de l'absorption par la formule (28) du chapitre précédent.

Ayant adopté, pour Domont, la valeur

$$-20 \log \rho_g = 3 \text{ dB},$$

la formule (28) s'écrit :

$$L = I_1 - I_2 - 9.$$

Nous avons distingué par des indices les valeurs de L obtenues par des processus différents :

$$L_1 = \overline{\Delta} - 9, \qquad L_2 = \overline{I}_1 - \overline{I}_2 - 9.$$

Ces valeurs expérimentales L_1 et L_2 sont en général très peu différentes et, dans les calculs ultérieurs, nous utiliserons L_1 qui est évalué à partir des valeurs « instantanées » des différences d'amplitudes entre les échos d'ordre un et deux.

Pour simplifier les notations dans les chapitres qui vont suivre, les résultats ainsi obtenus seront représentés par la relation :

(30) ● $$L_1 = I_1 - I_2 - 9$$

qui peut d'ailleurs s'écrire aussi :

$$L_1 = I'_1 - I'_2 - 9.$$

d) Détermination de I_0.

Pour chacune des heures pour lesquelles nous avons pu enregistrer l'écho d'ordre deux, nous obtenons I_0 en ajoutant à I'_1 la valeur L_1 qui vient d'être déterminée, d'après la formule (29) que nous rappelons :

(29) $$I_0 = I'_1 + L_1.$$

D'après la relation (30), cette équation peut s'écrire également sous la forme :

(31) ● $$I_0 = 2I'_1 - I'_2 - 9.$$

En évaluant, pour un mois donné, la valeur médiane de toutes les valeurs de I_0 ainsi obtenues, sans distinction d'heure, et sans tenir compte de certains phénomènes ionosphériques, nous avons constaté une dispersion très grande. Nous avons ainsi été amenés à faire une étude spéciale des valeurs de I_0 que nous exposerons au chapitre suivant. Sa conclusion nous a conduit à admettre que, pour évaluer I_0 d'un façon correcte, il ne fallait utiliser que les valeurs I'_1 et I'_2 obtenues *de nuit*, en prenant la précaution d'éliminer les valeurs influencées soit par des focalisations, soit par des réflexions partielles sur E sporadique.

e) Détermination de la valeur L_3 de l'absorption en comparant les échos d'ordre un à la constante I_0.

Lorsque I_0 a été déterminée, on peut évaluer L d'après les formules (26) et (27).

Si on remplace $-20 \log \rho_g$ par la valeur 3 dB, l'équation (27) s'écrit :

(32) $$2L = I_0 - I'_2 - 9.$$

Les résultats peuvent être différents puisque l'une des formules fait intervenir l'écho d'ordre un, et l'autre celui d'ordre deux. Pour les distinguer nous avons posé :

(26) ● $$L_3 = I_0 - I'_1$$

et

(27) $$L_4 = (I_0 - I'_2 - 9)/2.$$

On aura ainsi la possibilité de faire simultanément l'étude des valeurs obtenues pour L au même moment, par les différentes méthodes, à partir de l'amplitude médiane des échos d'ordre un et deux.

3. SYMBOLES QUALIFICATIFS.

Dès le début de nos mesures, en 1955, nous avons constaté que différents phénomènes pouvaient influencer les mesures d'absorption, par exemple la présence de E sporadique, les variations de hauteur virtuelle au voisinage d'une fréquence critique, des fluctuations rapides correspondant à des échos plus ou moins diffus sur les ionogrammes, des valeurs très dispersées des amplitudes « instantanées »... etc.

Pour en tenir compte dans l'interprétation des résultats et ne pas attribuer le même « poids » aux

différentes mesures, nous avons affecté des symboles aux valeurs numériques.

A l'occasion de l'Année Géophysique, ces symboles ont été normalisés [48]. On pourra trouver l'ensemble des valeurs numériques des résultats expérimentaux dans une publication ultérieure [49].

Chapitre V

ÉTUDE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les mesures ont été effectuées à l'Annexe du Laboratoire du C. N. E. T., située au Fort de Domont (S.-et-O.), à une quinzaine de kilomètres au nord de Paris.

Les coordonnées de la station de Domont sont les suivantes :

Coordonnées géographiques : latitude : 49°01′ N, longitude : 02°19′ E.

Coordonnées géomagnétiques (calculées à partir du dipôle de Gauss pour 1956 : 78°30′ N - 69° W) : latitude : 51,4° N, longitude : 84,8° E.

Coordonnées magnétiques : latitude : 47°, inclinaison : 65°.

Les mesures ont effectivement commencé en novembre 1954, mais il y a eu une période de rodage pour déterminer la durée des mesures, la vitesse de déroulement du papier d'enregistrement, le réglage correct de la sensibilité du récepteur.

Les mesures comparables aux mesures ultérieures commencent en avril 1955, avec la mise en service d'une nouvelle antenne d'émission. A cette époque nous utilisions la méthode qui consiste à comparer les amplitudes des échos d'ordre un et deux, ce qui évitait l'étude des hauteurs virtuelles de réflexion, car alors l'appareillage n'était pas équipé de manière à pouvoir permettre leur évaluation avec assez de précision. Les mesures ont été poursuivies ainsi jusqu'en décembre 1955.

Nous avons publié alors [50] une courbe des valeurs médianes de l'absorption obtenues en décembre 1954 et janvier 1955 par cette méthode.

Mais il a été constaté que, pendant l'été et les jours de forte absorption, l'écho d'ordre deux n'était pratiquement pas enregistrable pendant la journée (la puissance d'émission n'étant pas suffisamment élevée), ce qui rendait impossible la détermination de l'absorption par la méthode que nous avions adoptée.

Les résultats de 1955 ont cependant été repris, avec l'aide des ionogrammes obtenus à Poitiers pour la détermination des hauteurs virtuelles de réflexion, et en évaluant l'absorption par l'autre méthode qui consiste à comparer les amplitudes des échos d'ordre un obtenues de jour, à celles obtenues de nuit.

Diverses modifications apportées à l'appareillage au cours des trois années de mesures dont nous disposons nous ont conduit à les subdiviser en trois périodes, pendant chacune desquelles la constante de l'appareillage I_0 ne doit pas avoir varié.

1re *période : du* 19 *avril* 1955 *au* 8 *juillet* 1955.

Le 19 avril 1955, une *nouvelle antenne d'émission* a été mise en service. Le 27 mai 1955, nous avons été amenés à changer la sensibilité du récepteur, ce qui a évidemment entraîné une nouvelle courbe d'étalonnage, mais n'a pas changé la constante de l'appareillage.

2e *période : du* 16 *septembre* 1955 *au* 30 *octobre* 1956.

Les mesures, interrompues en juillet 1955, ont été reprises le 16 septembre avec la mise en service d'un *nouveau discriminateur.* Aucune modification de l'appareillage susceptible de changer la constante de l'appareillage n'a eu lieu pendant plus d'un an.

3e *période : du* 6 *novembre* 1956 *à fin avril* 1958.

Un *nouvel émetteur* plus puissant a été mis en service le 6 novembre 1956 et a fonctionné à Domont jusqu'en décembre 1958.

Nous avons cependant limité notre étude actuelle à fin avril 1958 car, pendant l'été 1958, il n'y a pas eu de mesures effectuées de nuit et nous n'avons donc pas pu déterminer, en suivant les normes admises, la constante de l'appareillage à partir de mai 1958.

Nous disposons donc de *trois années de mesures,* à raison de deux jours par semaine. Notons que, en vue d'étudier la variation diurne, et de déterminer quelle cadence de mesure serait à recommander ultérieurement, nous avons, pendant une certaine période (année 1956) exploité l'appareillage au maximum de nos possibilités en faisant, certains jours, des mesures pratiquement continues et souvent très avant dans la nuit.

Notre étude porte donc sur près de 300 journées, ce qui représente plus de 5 000 mesures d'une dizaine de minutes chacune.

Avant même d'effectuer le dépouillement de nos enregistrements pour en tirer des valeurs numériques représentant l'absorption, nous pouvons faire certaines remarques.

1° Suivant les saisons ou l'heure de la journée, la réflexion des impulsions émises sur 3,4 MHz ne s'effectue pas toujours sur les mêmes régions de l'ionosphère. La nuit, les réflexions se produisent toujours sur la région F (ou sur la couche E sporadique), tandis que, pendant la journée, la réflexion s'effectue souvent sur la région E. L'examen des données ionosphériques obtenues à nos latitudes montre en effet que la fréquence critique f_0E, sauf pendant les mois d'hiver, atteint et dépasse très souvent la valeur 3,4 MHz. Nous verrons que ce passage par la fréquence critique de E sera extrêmement gênant pour l'interprétation des mesures car, à l'absorption non-déviative que nous cherchons à mesurer, s'ajoute alors, au voisinage de la fréquence critique, une absorption déviative très difficile à déterminer en pratique pour chaque mesure.

Les calculs théoriques de l'absorption déviative au voisinage de la fréquence critique d'une couche ionosphérique montrent que cette absorption augmente très rapidement lorsque la fréquence de travail devient plus voisine de la fréquence critique.

On pourrait évidemment, en se basant sur ces calculs, arriver à la déterminer. Mais il faudait alors connaître exactement la fréquence critique de la région E, f_0E, à l'instant étudié. Or les ionogrammes dont nous avons pu disposer ne sont effectués que toutes les demi-heures au maximum, non pas à Domont mais à Bagneux (distant d'une vingtaine de kilomètres) ou à Poitiers.

On sait que la région E est une région « régulière » : les valeurs horaires de f_0E s'alignent très bien sur une courbe en $(\cos \chi)^m$. Mais des mesures plus rapprochées montrent que la variation de f_0E ne peut pas être représentée par une fonction continue et monotone, mais par une suite de légères fluctuations autour d'une valeur moyenne, qu'on ne peut évidemment pas mettre en évidence à l'aide des valeurs horaires.

Certains jours, lorsque nous avons fait des enregistrements continus de l'amplitude des échos réfléchis sur la région E non loin de la fréquence critique, l'examen des enregistrements montre des variations d'amplitude que l'on peut attribuer à une variation de l'absorption déviative due à une proximité plus ou moins grande de la fréquence critique.

Nous avons tenu compte de ce fait dans l'interprétation des résultats, en admettant que la fréquence critique f_0E à Domont pouvait différer de deux ou trois dixièmes de MHz de celle observée au même moment à Bagneux ou à Poitiers. Mais ceci nous empêchera de pouvoir évaluer pour chaque mesure l'absorption sélective d'après les calculs théoriques.

2° Un rapide examen des enregistrements de l'amplitude des échos montre qu'ils présentent des fluctuations plus ou moins rapides. Une étude en sera faite plus loin pour essayer de déterminer dans quelles circonstances se produisent ces fluctuations et de quelle manière elles peuvent s'expliquer.

3° Les ionogrammes montrent souvent, en général pendant les mois d'été, la présence d'une région E sporadique, plus ou moins occultante, au-dessous de la région F et même E. Dans certains cas le retard dû à la fréquence critique de E n'est pas visible sur l'ionogramme par suite de la présence d'une région E sporadique dont la trace occulte celle de E et se continue au-dessous de la trace obtenue par réflexion sur F.

Nous avons vu que la présence de E_s transparent sporadique doit avoir une influence sur les mesures d'absorption puisqu'une partie de l'énergie, difficile à évaluer, est réfléchie par Es. Aussi avons-nous toujours noté la présence de E sporadique, en affectant du symbole A les valeurs numériques obtenues à partir des mesures d'amplitude effectuées sur F dans ces conditions, et en les représentant d'une manière différente sur nos graphiques.

4° L'examen de l'amplitude des échos obtenus de nuit (alors que l'absorption est négligeable) en enregistrant alternativement pendant 30 secondes les échos F et 2F (réfléchis une fois et deux fois sur la couche F) montre que, souvent, l'amplitude de l'écho 2F devient, pendant quelques minutes, égale et même supérieure à celle de l'écho F alors que, du fait que la distance parcourue est double, il devrait y avoir 6 décibels de différence, sans compter la perte due à la réflexion sur le sol. Nous étudierons plus loin ce phénomène en détail et nous verrons qu'il peut vraisemblablement être attribué à des *effets de focalisation*, dues à des variations de la courbure de la région réfléchissante.

1. ÉTUDE DE LA CONSTANTE DE L'APPAREILLAGE I_0.

Nous commencerons l'exposé des résultats que nous avons obtenus par l'étude des valeurs de la constante de l'appareillage I_0 et des facteurs qui peuvent l'influencer. Nous avons vu, en effet, que I_0 est une *valeur de base* qu'il est très important de connaître le plus exactement possible puisque, de la valeur adoptée pour I_0, dépend celle de l'absorption lorsqu'on la mesure en comparant à I_0 l'amplitude de l'écho d'ordre un.

Pour chacune des mesures pour lesquelles il a été possible d'enregistrer les échos d'ordre un et deux, nous avons évalué l'absorption en comparant les amplitudes de ces deux échos [équation (30)] et nous avons évalué I_0 en ajoutant cette valeur à l'amplitude de I'_1 de l'écho d'ordre un (après avoir fait la correction de hauteur) [équation (29)].

a) Étude des médianes mensuelles de toutes les valeurs de I_0 obtenues.

Nous avons commencé par évaluer systématiquement la constante de l'appareillage I_0, *pour un mois donné*, en calculant la médiane de *toutes* les valeurs ainsi déterminées, *sans distinction d'heure.*

Nous avons constaté, en évaluant cette médiane, que les valeurs présentaient une dispersion assez forte, ce qui nous a conduit à faire une étude plus détaillée de la question, et à essayer de mettre en évidence les phénomènes responsables d'une telle dispersion, donc une telle « erreur » dans la détermination d'une valeur qui, théoriquement, devrait être constante, pendant les périodes où l'appareillage n'a pas subi de modifications.

Mais souvent, *de nuit*, la mesure de L en comparant les amplitudes des échos d'ordre un et deux n'a pas été possible,

a) soit parce que le brouillage dû au trafic radioélectrique nous a empêchés d'enregistrer l'écho d'ordre deux alors qu'il n'affectait pas celui du premier ordre,

b) soit parce que, dans certains cas, la hauteur virtuelle de l'écho d'ordre deux était trop grande et par conséquent au-delà des possibilités de déplacement de la fenêtre électronique,

c) soit parce que nous avons obtenu des valeurs de L négatives ou nulles, par suite de focalisations renforçant d'une manière anormale l'écho d'ordre deux.

Or, il est permis de penser qu'un certain temps après le coucher du soleil, l'absorption L, dont la plus grande partie est due à la présence de la région D, doit devenir négligeable. La constante I_0 devrait alors être équivalente à I_1 (amplitude de l'écho d'ordre un ramené à 100 km en l'absence d'absorption).

Afin de disposer d'un assez grand nombre de mesures pour pouvoir déterminer une valeur médiane significative, nous avons également utilisé les valeurs de I'_1 mesurées après le coucher du soleil au sol, lorsque l'écho d'ordre deux n'a pu être enregistré.

Nous avons vu que certains phénomènes étaient susceptibles d'avoir une influence sur l'amplitude des échos, en particulier les focalisations et la présence de E sporadique transparent au-dessous de la couche réfléchissante. Nous en avons tenu compte par des symboles qualificatifs sur les figures 9 et 10 qui représentent les valeurs ainsi obtenues, de septembre 1955 à avril 1958.

L'examen de ces figures montre que les valeurs présentent une *dispersion assez grande.*

On peut constater que :

— les valeurs affectées par les focalisations ou par la présence de E sporadique sont en général plus faibles que les autres ;

— *les valeurs de* I_0 obtenues à partir des mesures effectuées de *jour sont systématiquement inférieures à celles obtenues de nuit.* Nous reviendrons plus loin sur cette anomalie pour voir quelle explication on peut essayer d'en donner.

Nous avons ainsi été conduits à faire une étude plus détaillée des valeurs I_0 obtenues de nuit seulement.

b) *Étude des valeurs de* I_0 *obtenues de nuit seulement.*

Pour simplifier, nous avons considéré comme valeurs de nuit celles obtenues après le coucher du soleil au sol. Il faut remarquer que la région D, responsable de la plus grande partie de l'absorption non-déviative, se situe aux environs de 80 km d'altitude. Il y a un décalage de plus d'une heure entre l'heure du coucher du soleil au sol et celle du coucher du soleil à cette altitude. De plus, la région D doit mettre un certain temps à « disparaître » après le coucher du soleil.

Pour tenir compte de ces deux phénomènes, nous avons repris les valeurs de I_0 (ou de I'_1) en distinguant celles obtenues après l'heure du coucher du soleil au sol, et celles obtenues au moins deux heures après ce moment.

On remarque peu de différence entre les valeurs obtenues après le moment du coucher du soleil au sol, et celles obtenues plus de deux heures après, ce qui confirme que la « constante de temps » de la région D est faible, et que cette couche disparaît rapidement après le coucher du soleil.

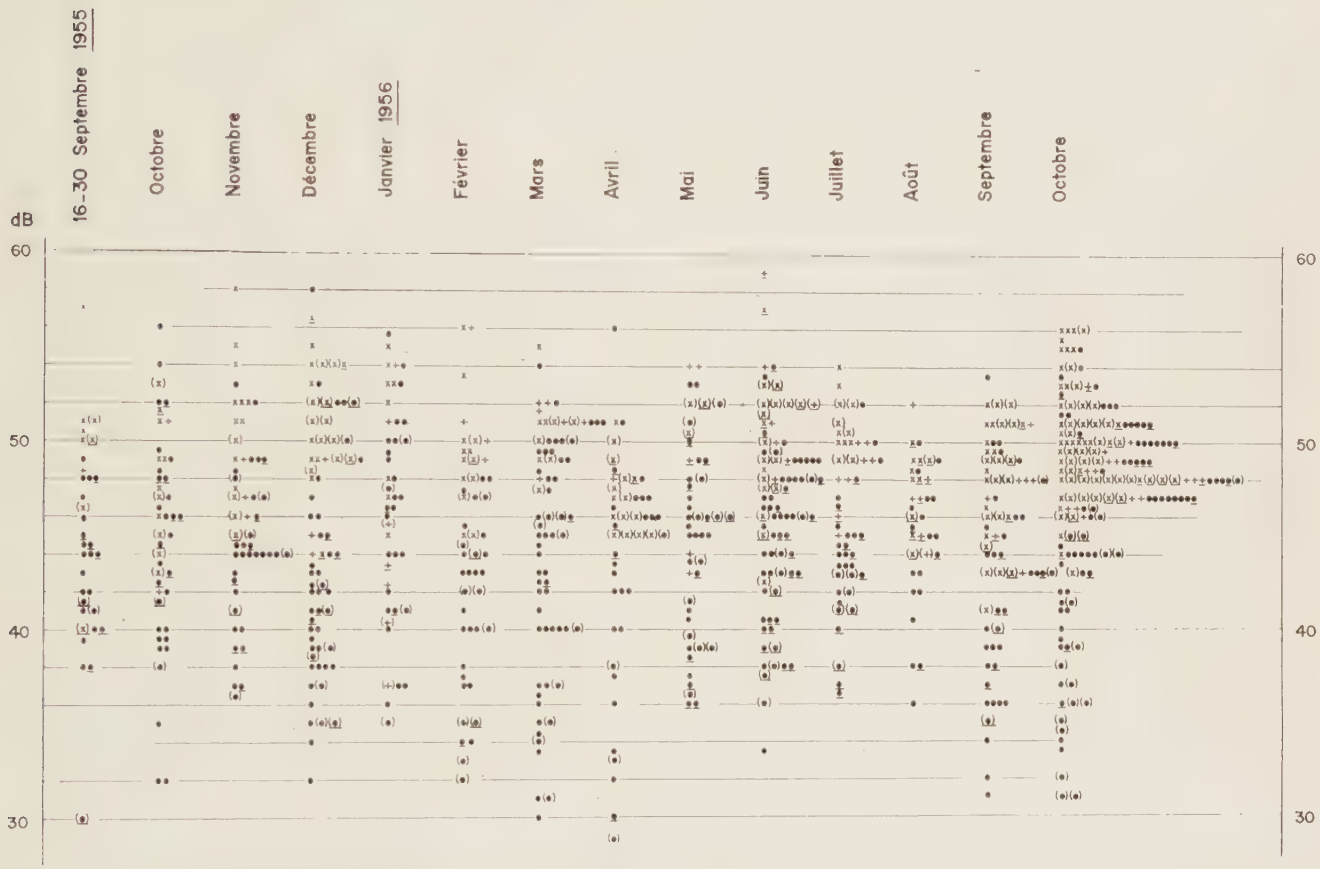

FIG. 9. — Valeurs de I_0 de septembre 1955 à octobre 1956. × I_0 après le coucher du soleil au sol, + I'_1 après le coucher du soleil au sol, ● I_0 avant le coucher du soleil au sol, ( ) présence de focalisations, — présence de E sporadique transparent.

c) *Comparaison des valeurs de I_0 obtenues toute la journée et des valeurs de nuit.*

On constate que la dispersion des valeurs est moins grande lorsque l'on considère uniquement les valeurs de nuit.

Sur la figure 10 nous remarquons que les valeurs obtenues de mai à octobre 1957 sont nettement plus faibles que celles des mois précédents, bien que les

— médiane de *toutes* les valeurs obtenues de jour et de nuit,

— médiane des valeurs de jour et de nuit, en *éliminant* celles affectées par des focalisations ou par la présence de E sporadique,

— médiane de *toutes* les valeurs *de nuit* (après le coucher du soleil au sol),

— médiane des valeurs *de nuit, en éliminant* celles

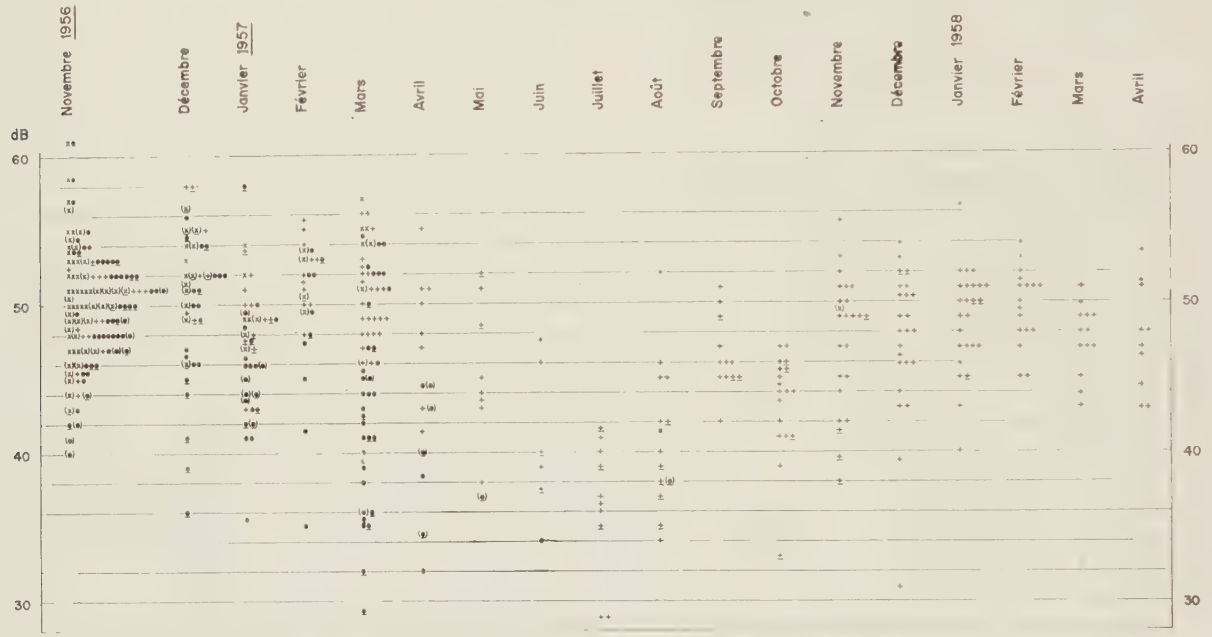

Fig. 10. — Valeurs de I_0 de novembre 1956 à avril 1958.

Fig. 11. — Valeur de la constante de l'appareillage I_0. × ..... × Médianes de toutes les valeurs obtenues de jour et de nuit ; ●—.—● Médianes des valeurs obtenues de nuit seulement. +——+ Médianes des valeurs obtenues de nuit en éliminant celles affectées par des focalisations ou la présence de Es.

courbes de comparaison des étalonnages montrent que les caractéristiques de l'appareillage n'ont pas varié.

Il faut noter que, pendant ces mois de l'été 1957, nous avons dû, faute d'enregistrement des échos d'ordre deux, nous contenter de pointer sur les graphiques, au lieu des valeurs de I_0, celles de I'_1, obtenues après l'heure du coucher du soleil au sol et que l'absorption résiduelle n'a pu être mesurée.

Pour tenter de « chiffrer » l'erreur que l'on commet en déterminant la valeur médiane de I_0 en n'éliminant pas les mesures affectées par la focalisation ou par la présence de E sporadique, nous avons résumé dans le tableau I les *valeurs médianes mensuelles de I_0*, déterminées sur les figures 9 et 10 dans les cas suivants (en notant le nombre de mesures sur lequel porte le calcul de la médiane) :

affectées par des focalisations ou par la présence de E sporadique,

— médiane des valeurs obtenues *plus de deux heures après le coucher du soleil* au sol (en éliminant celles affectées par la présence de E sporadique ou de focalisations).

Pour essayer de *caractériser la dispersion* des valeurs, nous avons également calculé, et indiqué sur le tableau, les écarts quadratiques moyens aux valeurs médianes, jusqu'en mars 1957 (car ensuite le nombre de mesures est nettement trop faible pour que ces écarts soient significatifs).

La figure 11 représente graphiquement une partie des valeurs indiquées dans ce tableau.

L'examen de ce tableau récapitulatif ou des courbes de la figure 11 suggère les conclusions suivantes :

	Médiane de *toutes* les valeurs obtenues *de jour et de nuit*	Écart quadratique moyen	Nombre de mesures	Médiane des valeurs de jour et de nuit *en éliminant celles* affectées de focalisations ou de Es	Nombre de mesures	Médiane de *toutes* les valeurs obtenues *de nuit*	Écart quadratique moyen	Nombre de mesures	Médiane des valeurs obtenues de *nuit en éliminant* celles affectées de focalisations ou de Es	Nombre de mesure	Médiane des valeurs obtenues deux heures après le coucher du soleil au sol	Nombre de mesures
Septembre 1955	**44,5**	5,0	33	**45**	20	**50**	4,3	9	**50,5**	5	> **50,5**	2
Octobre.....	**46**	5,2	44	**46,5**	28	**47,5**	3,6	13	**49**	7	**49**	4
Novembre	**46**	4,7	51	**47**	34	**50**	3,4	17	**51**	13	**52**	5
Décembre 1955	**44,5**	6,3	70	**43**	43	**50**	3,3	24	**50**	10		
Janvier 1956	**47**	5,6	44	**49**	34	**48**	5,4	15	**52**	11		
Février	**44,5**	5,8	49	**45**	34	**49,5**	3,0	17	**50**	12	**50**	1
Mars	**46**	6,4	70	**48**	54	**51**	1,8	15	**51**	10	**51**	3
Avril	**46**	6,1	45	**46**	24	**47**	2,2	16	**47,5**	4		
Mai	**46**	5,2	46	**45**	21	**51**	3,7	8	**49,5**	4	**54**	1
Juin	**47**	4,9	84	**47**	34	**50,5**	3,4	26	**50,5**	4	**51**	1
Juillet	**46**	4,2	50	**48**	28	**50**	2,1	20	**50**	13		
Aout	**46**	3,6	35	**46,5**	21	**48**	2,2	16	**48,5**	5		
Septembre	**46**	5,5	71	**46**	42	**48**	3,0	35	**48,5**	16	**49,5**	7
Octobre.....	**48**	5,0	166	**48,5**	92	**49**	2,9	83	**50**	39	**49,5**	18
Novembre	**50**	3,8	128	**51**	79	**51**	3,4	73	**51**	44	**51**	25
Décembre 1956	**51,5**	4,9	41	**52**	19	**52**	3,1	20	**53**	7	**54**	4
Janvier 1957	**47,5**	4,1	40	**49**	21	**49**	2,6	18	**50**	10	**50**	5
Février	**51,5**	4,6	25	**51,5**	19	**52**	2,1	15	**52**	11	**53**	6
Mars	**49**	6,8	65	**49**	50	**51**	3,0	30	**51**	27	**50**	15
Avril	**44,5**		15	**47**	11	**49**		8	**49**	8	**50**	7
Mai	**44**		9	**44**	6	**44,5**		8	**44**	6		
Juin	**39**		7	**(42)**	4	**39,5**		6	**(42,5)**	3		
Juillet						**37**		10	**36,5**	7		
Aout	**40,5**		14	**43,5**	8	**41**		12	**45**	7	**46**	3
Septembre						**46**		12	**46**	9	**46**	6
Octobre.....						**44**		18	**44**	14	**44**	7
Novembre						**49**		24	**49**	19	**51**	7
Décembre 1957						**48**		24	**48**	22	**49**	10
Janvier 1958						**50**		25	**49,5**	22	**51**	8
Février						**50**		17	**50**	17	**51**	7
Mars						**48**		13	**48**	13	**48**	8
Avril 1958						**47,5**		10	**47,5**	9	**47,5**	6

— les valeurs médianes de I_0 obtenues de nuit sont supérieures de plusieurs décibels à celles évaluées à partir des mesures effectuées de jour et de nuit ;

— la présence de E sporadique transparent sous-jacent et les focalisations ont pour effet de diminuer systématiquement la valeur médiane ; mais cet effet, pour les mesures de nuit, n'est que de l'ordre de 1 à 2 dB ;

— lorsqu'on a éliminé les valeurs affectées par la présence de E sporadique ou les focalisations, les médianes sont évaluées sur un très petit nombre de valeurs, mais on peut cependant voir qu'il y a très peu de différence entre les valeurs de I_0 obtenues immédiatement après le coucher du soleil au sol et celles obtenues plus de deux heures après ;

— les écarts quadratiques moyens sont systématiquement plus grands lorsqu'on a établi la médiane sur toutes les valeurs mesurées que lorsqu'on l'a évaluée sur les valeurs de nuit seulement.

Il est assez difficile de tirer des conclusions définitives des valeurs mensuelles que nous venons d'étudier, étant donné le petit nombre, pour chaque mois, de valeurs non perturbées par E sporadique ou par les focalisations.

Nous avons donc, pour la période de septembre 1955 à octobre 1956, évalué globalement la médiane des valeurs obtenues pour I_0 dans différents cas et calculé les écarts quadratiques moyens correspondants.

Ces résultats, qui sont représentés dans le tableau II, portent sur un nombre beaucoup plus grand de valeurs et confirment nos conclusions précédentes.

TABLEAU II

Valeurs médianes de I_0

Période : septembre 1955 a octobre 1956	Valeur médiane	Écart quadratique moyen
Pour toutes les valeurs obtenues de jour et de nuit	46,5 (857 valeurs)	5,5
Pour toutes les valeurs de nuit	49 (314 valeurs)	3,3
Pour les valeurs de nuit après avoir éliminé celles affectées de focalisation ou par E sporadique	50 (153 valeurs)	3,1

Le fait d'inclure dans le calcul de la valeur médiane de I_0 les valeurs obtenues de jour, en ajoutant à l'amplitude de l'écho d'ordre un l'absorption mesurée par comparaison des échos d'ordre un et deux, conduit à une valeur médiane plus faible, et à une dispersion des valeurs beaucoup plus grande.

En conclusion, *pour déterminer la constante de l'appareillage I_0, on doit évaluer la médiane des valeurs de I_0 obtenues uniquement de nuit, en éliminant celles obtenues lorsqu'il y avait présence de E sporadique transparent ou de focalisations.*

d) *Valeurs de I_0 adoptées pour évaluer l'absorption.*

La courbe en traits pleins (fig. 11) indique les valeurs que nous avons évaluées suivant les normes indiquées ci-dessus et adoptées pour déterminer les valeurs de l'absorption de septembre 1955 à mars 1957.

A partir d'avril 1957, il y a eu trop peu de mesures de nuit pour lesquelles l'enregistrement de l'écho d'ordre deux (donc la détermination de l'absorption résiduelle) a été possible.

Nous n'avons donc pas pu évaluer les médianes mensuelles de I_0. Les valeurs obtenues sont trop faibles alors que la maintenance de la stabilité de l'appareillage a été faite correctement.

Nous n'avons donc pas utilisé, pour le calcul des valeurs de l'absorption, ces valeurs médianes mensuelles de I_0, qui nous ont paru peu sûres, mais, étant donné que les caractéristiques de l'appareillage n'ont pas varié, il est légitime de penser que la constante I_0 a dû rester la même.

Pour la période de mars 1957 à avril 1958, nous avons donc déterminé globalement une valeur de I_0 de la façon suivante :

— Nous avons comparé les valeurs de I_0 et de I'_1 obtenues de nuit pour chaque mois de la période précédente (septembre 1955 à octobre 1956) et trouvé que la différence $I_0 - I'_1$ était de 3 ± 1 dB,

— Nous avons évalué la médiane de toutes les valeurs de I'_1 obtenues de nuit pour mars, novembre décembre 1957, janvier, février et mars 1958 et trouvé $I'_1 = 50$.

Nous avons alors adopté pour constante I_0 de l'appareillage, d'avril 1957 à mars 1958, la valeur $I_0 = 53$ dB, (c'est-à-dire 50 + 3 dB). Cette valeur est évidemment moins précise que celles obtenues pour chacun des mois de la période précédente, mais on peut estimer que l'erreur commise est inférieure à 2 dB.

e) *Variation diurne apparente de I_0.*

Nous venons de mettre en évidence le fait que les valeurs de I_0 obtenues à partir des mesures effectuées le jour sont systématiquement inférieures à celles obtenues à partir des mesures de nuit.

Pour essayer de préciser ce phénomène, nous avons pointé, pour chaque mois, les valeurs de I_0 obtenues en fonction de l'heure. Nous avons distingué les mesures effectuées par réflexion sur F et celles sur E sporadique occultant.

La figure 12 représente les résultats ainsi obtenus pour les mois de mars et octobre 1956.

Les courbes en pointillé joignent les points qui représentent la valeur médiane, pour une heure donnée, des I_0 obtenus par réflexion sur F (nous n'avons pas tenu compte des valeurs obtenues par

réflexion sur F lorsqu'il y avait eu présence simultanée de E sporadique transparent).

On constate que :

— les valeurs de I_0 obtenues de jour, par réflexion sur F, sont nettement inférieures à celles obtenues après le coucher du soleil et qu'elles présentant une dispersion beaucoup plus grande ;

— les valeurs de I_0 obtenues par réflexion sur Es occultant sont, pour une même heure, dans la journée, généralement supérieures à celles obtenues par réflexion sur F ;

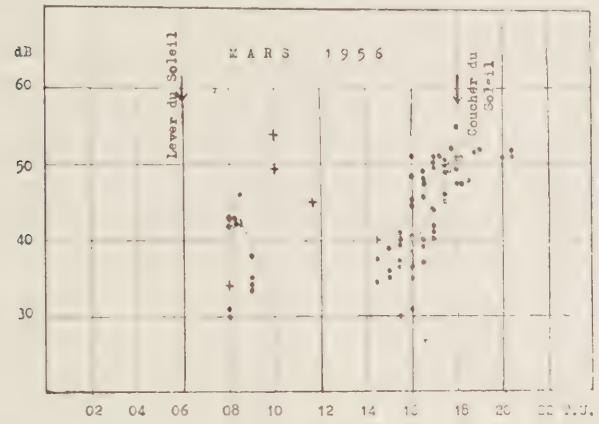

Fig. 12 *a*.

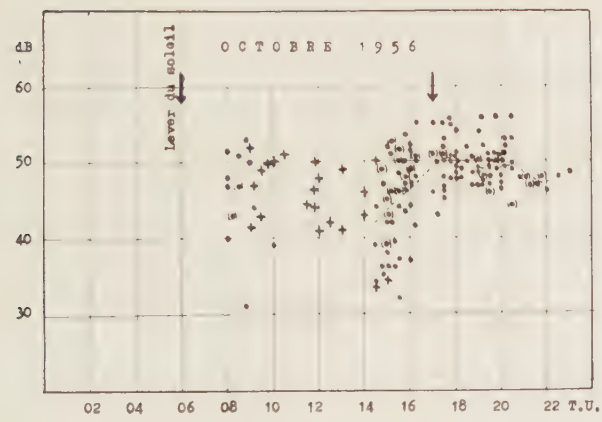

Fig. 12 *b*.

Répartition des valeurs de I_0. ● Réflexion sur F, (●) Réflexion sur F en présence de Es transparent, + Réflexion sur Es occultant.

— les courbes mettent en évidence une *nette variation diurne des valeurs de I_0 obtenues à partir de réflexions sur la région F*. On constate en effet que ces valeurs de I_0 s'éloignent d'autant plus des valeurs de nuit que l'absorption est plus forte. Cette variation diurne de I_0 a déjà été signalée par W. R. Piggot [39] ;

— au contraire *cette variation diurne n'apparaît pas pour les valeurs de I_0 obtenues par réflexion sur Es occultant*, qui semblent montrer une bien meilleure cohérence avec les valeurs de I_0 obtenues de nuit par réflexion sur F.

Si les hypothèses sur lesquelles sont basées les formules utilisées sont correctes, cette variation diurne ne peut être qu'apparente puisque I_0 devrait alors être une constante dépendant de l'appareillage (I_0 représente l'amplitude de l'écho réfléchi une fois par l'ionosphère à la hauteur standard de 100 km en absence d'absorption).

Au contraire, l'hypothèse que nous avons exposée à la fin du chapitre II, selon laquelle les couches réfléchissantes peuvent présenter une certaine courbure et par conséquent produire des *focalisations*, peut nous permettre d'expliquer cette anomalie des valeurs de I_0 et aussi, nous le verrons plus loin, le désaccord entre les résultats des deux méthodes de mesure de l'absorption.

En effet, les valeurs de I_0 sont obtenues par la relation (29), et cette variation diurne s'explique *si l'on admet que la valeur de l'absorption mesurée par la comparaison des amplitudes des échos d'ordre un et deux est trop faible*, puisque, dans ces conditions, l'écart par rapport aux valeurs de nuit devrait être d'autant plus grand que la valeur réelle de l'absorption mesurée est plus grande.

Nous verrons au paragraphe suivant que les résultats expérimentaux sur de nombreux mois montrent qu'effectivement les valeurs de l'absorption L_1 évaluées par cette méthode sont systématiquement plus faibles que celles (L_3) obtenues en comparant les amplitudes des échos d'ordre un à la constante de l'appareillage I_0.

L_1 étant donné par la relation (30), le fait que L_1 est trop faible peut s'expliquer si on admet que *l'amplitude de l'écho d'ordre deux est en réalité plus grande* que celle que l'on devrait obtenir en partant de l'hypothèse simple suivant laquelle les réflexions s'effectuent sur des surfaces d'égale ionisation planes et parallèles.

Un phénomène de focalisation expliquerait que l'écho d'ordre deux soit plus renforcé que l'écho d'ordre un puisque son trajet optique est deux fois plus long ; l'écho d'ordre deux serait alors plus sensible que l'écho d'ordre un à des courbures faibles de la surface réfléchissante.

Or l'expérience a montré que souvent, de nuit, lorsque l'absorption est très faible, l'amplitude de l'écho d'ordre deux devient égale et même parfois supérieure à celle de l'écho d'ordre un. De jour, on ne peut mettre aussi clairement le phénomène en évidence puisque l'écho d'ordre deux subit une absorption double de celle subie par l'écho d'ordre un et par conséquent devient beaucoup plus faible. Mais il est possible qu'il subisse cependant un renforcement dû à un effet de focalisation et que son amplitude soit ainsi plus grande que si la réflexion s'était effectuée sur une surface plane.

D'autre part, le fait que cette variation diurne n'apparaît pas pour les mesures effectuées sur Es occultant semble appuyer cette hypothèse.

Comme l'ont montré les diverses campagnes d'études simultanées de E sporadique en différents pays, E sporadique occultant est très localisé dans l'espace et on peut le considérer comme une couche mince présentant un très fort gradient de densité d'ionisation, de dimensions horizontales de l'ordre de

quelques centaines de kilomètres. K. Rawer [51] trouve pour fEs une corrélation de 0,5 pour une distance d'environ 200 km. D. Lepechinsky [52] indique que la corrélation entre l'occurrence de f_0Es à Bagneux et à Poitiers (distantes d'environ 300 km) est très faible.

Sur des couches de ce genre, les effets de focalisation devraient se faire très peu sentir et on peut considérer que c'est E sporadique occultant qui se rapproche le plus des conditions idéales posées au départ.

Avant de faire une étude plus détaillée des phénomènes de focalisation, nous allons maintenant comparer les valeurs de l'absorption obtenues par les deux méthodes.

2. COMPARAISON DES VALEURS DE L'ABSORPTION ÉVALUÉES PAR LES DEUX MÉTHODES.

Nous avons signalé au chapitre III que le dépouillement des enregistrements a systématiquement été effectué de manière à obtenir simultanément les

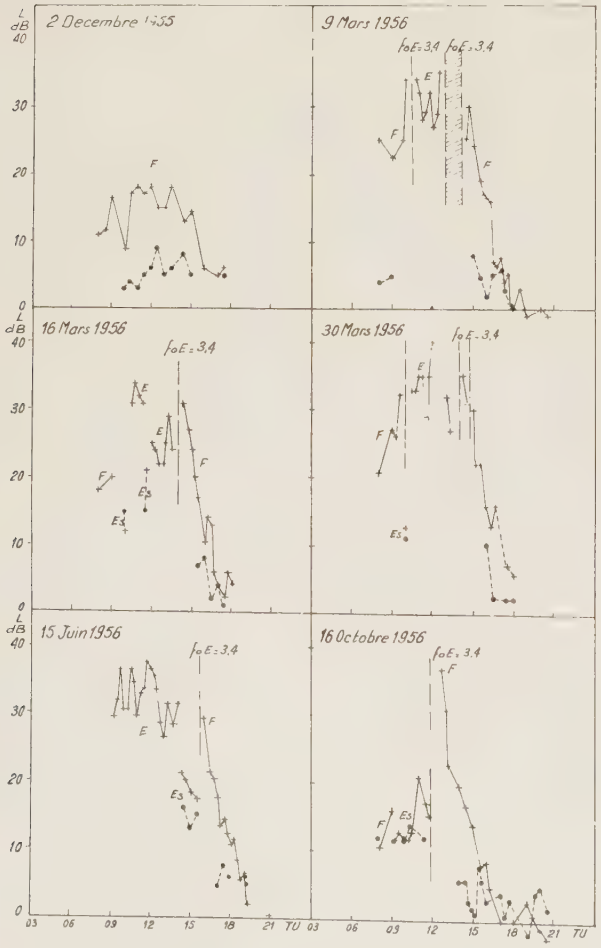

Fig. 13. — Exemples de variations diurnes de l'absorption.
● ---- ● $L_1 = I_1 - I_2 - 9$
+ —— + $L_3 = I_0 \quad I'_1$.

valeurs L_1 (équation 30) et L_3 (équation 26) lorsque l'écho d'ordre deux à pû être enregistré. Malheureusement, la puissance de l'émetteur n'étant pas assez élevée, il est rare que l'écho d'ordre deux, plus absorbé, ait pu être enregistré pendant la journée (sauf pendant certains mois d'hiver).

Pour chaque journée de mesures, nous avons tracé la courbe de variation diurne de l'absorption ainsi mesurée (fig. 13).

Nous avons indiqué, sur les graphiques, les mesures effectuées par réflexion sur les régions F, E E sporadique occultant, ainsi que les heures pour lesquelles la mesure a été impossible parce que l'écho était trop faible ou totalement absent par suite du passage de la fréquence de travail par la valeur de la fréquence critique de la région E.

On constate que, pour un intervalle de mesure donné, *les valeurs L_1 sont presque toujours inférieures aux valeurs L_3*. La différence peut atteindre une quinzaine de décibels alors que, si les deux méthodes étaient valables, cette différence devrait être de l'ordre de grandeur de l'erreur expérimentale introduite en évaluant les valeurs médianes tant pour l'amplitude des échos que pour l'évaluation de la constante I_0.

D'autre part, on peut également remarquer que, lorsque la mesure a été effectuée *par réflexion sur E sporadique occultant, la différence entre les valeurs L_1 et L_3 est nettement plus faible* que lorsque la mesure a été effectuée sur F. Elle semble être de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales. Ceci tendrait à montrer que E sporadique occultant semble correspondre beaucoup mieux aux hypothèses d'après lesquelles ont été établies les formules utilisées (couches planes et bien réfléchissantes).

On peut aussi constater que, même au milieu de la journée, alors que l'écho d'ordre deux n'est pas visible lorsque la réflexion s'effectue sur E ou sur F, il devient souvent parfaitement visible et enregistrable dès qu'une région E sporadique occultante apparaît. On le voit nettement sur le graphique du 16 mars 1956 à 10 00 et 11 30, et également ment le 30 mars à 10 00 et le 15 juin de 14 30 à 15 30.

Pour montrer que, le plus souvent, les valeurs L_1 sont inférieures aux valeurs L_3, nous avons pointé pour une période de 12 mois (de septembre 1955 à août 1956 inclus) les valeurs de $(L_3 - L_1)$ en fonction des valeurs de L_3 (fig. 14).

Pour les cas où, en présence d'une faible absorption, la différence $L_1 = I_1 - I_2 - 9$ était négative, nous l'avons systématiquement remplacée par le symbole K et, sur le graphique, nous avons considéré l'absorption comme nulle, une valeur négative n'ayant pas de signification physique.

Les points correspondant à $L_1 = 0$ s'alignent évidemment sur la droite passant par l'origine et de pente égale à l'unité.

La figure 14 montre que la différence $L_3 - L_1$ est, sauf pour un petit nombre de cas où l'absorption est faible, *systématiquement positive*.

On peut également constater que la *différence est d'autant plus grande que l'absorption est plus forte.*

D'autre part, l'examen des valeurs qui correspondent aux mesures effectuées sur Es occultant,

montre qu'effectivement, comme nous l'avons fait remarquer en considérant la figure 13, la *différence* entre les valeurs obtenues par les deux méthodes *est*

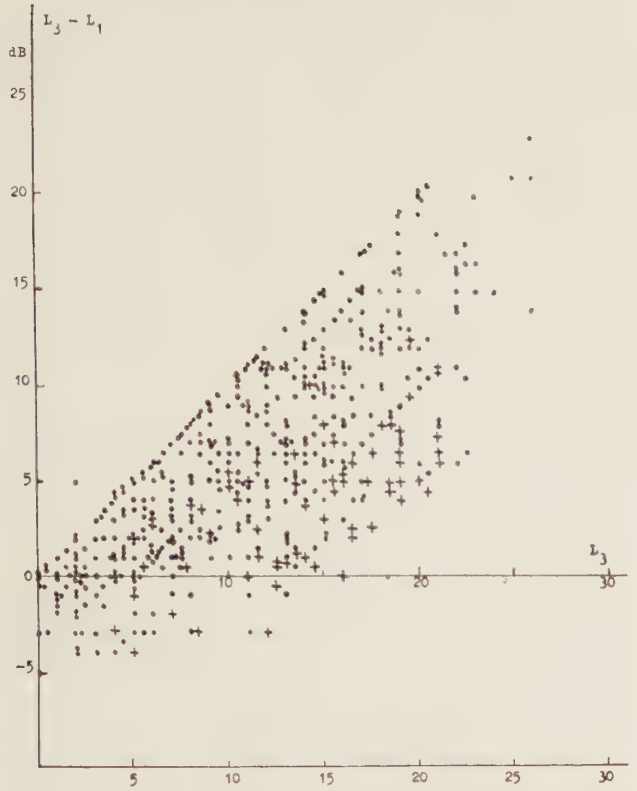

FIG.14. — Comparaison des valeurs de l'absorption L_1 et L_3. ● Mesures obtenues par réflexion sur F ; + Mesures obtenues par réflexion sur Es occultant.

nettement plus faible lorsque la couche réfléchissante est *E sporadique occultant.*

L_1 ne devient supérieur à L_3 que pour de faibles valeurs de l'absorption, et cette différence est en général faible, de l'ordre de 4 décibels, donc de l'ordre de grandeur de l'erreur commise en évaluant I_0.

Ce désaccord entre les deux méthodes de mesures a été signalé depuis un certain nombre d'années [39], dès que l'on a voulu interpréter de longues séries de mesures d'absorption et l'anomalie (par rapport aux hypothèses de départ) a été attribuée soit à l'écho d'ordre un, soit à celui d'ordre deux et a donné lieu à de nombreuses controverses.

Les difficultés d'interprétation qu'elle entraîne ont conduit W. R. PIGGOTT, chargé de centraliser les résultats des mesures d'absorption effectuées pendant l'Année Géophysique Internationale, à reconsidérer la question.

3. ÉTUDE DU DÉSACCORD ENTRE LES DEUX PROCÉDÉS DE MESURE DE L'ABSORPTION.

D'après les équations (23) et (24), nous obtenons la relation :

$$2h' E_2 = (E_1 h')^2 \rho_g / E_0 h_0, \tag{33}$$

et W. R. PIGGOTT [51] met cette expression sous la forme :

$$\log (2h' E_2) = 2 \log (h' E_1) + \log (\rho_g / E_0 h_0). \tag{34}$$

Il pointe alors les valeurs de log $(2h' E_2)$ en fonction de celles de log $(h' E_1)$. Les points devraient théoriquement s'aligner suivant une droite de pente égale à deux.

Les résultats que présente W. R. PIGGOTT concernent une période d'hiver (octobre 1958 à mars 1959) pour Inverness et une période d'été (juin à septembre 1958) pour Slough. De l'écart des points expérimentaux par rapport à la droite théorique, il tire certaines conclusions que nous allons vérifier à l'aide de nos mesures effectuées à Domont.

Étant donné que notre appareillage permet d'obtenir directement les amplitudes des échos en décibels au-dessus de 1 μV/m, nous allons exprimer les formules ci-dessus sous une forme un peu différente, afin de nous permettre d'utiliser les résultats de nos mesures sans effectuer de calculs supplémentaires.

L'équation (33) ci-dessus peut s'écrire :

$$2E_2 . h' / h_0 = (E_1 . h' / h_0)^2 \rho_g / E_0, \tag{35}$$

soit :

$$20 \log 2 + 20 \log E_2 + 20 \log h' / h_0 = 2(20 \log E_1 + 20 \log h' / h_0) + 20 \log \rho_g - 20 \log E_0. \tag{36}$$

Or, nous avons posé :

$$20 \log E = I \quad (I \text{ étant exprimé en décibels})$$

et nous avons simplifié les notations, après la correction de hauteur en posant :

$$I' = 20 \log E + 20 \log (h' / h_0). \tag{22}$$

Nous pourrons donc utiliser directement les résultats de nos mesures exprimés en décibels, en écrivant l'équation (36) ci-dessus sous la forme suivante :

$$I'_2 + 6 = 2I'_1 - I_0 + 20 \log \rho_g,$$

soit

$$I'_2 = 2I'_1 - I_0 - 9, \tag{37}$$

puisque nous avons adopté pour 20 log ρ_g la valeur — 3 dB.

Rappelons que les valeurs expérimentales I'_2 et I'_1 sont obtenues indépendamment.

En pointant, pour un mois donné, les valeurs de I'_2 en fonction de celles de I'_1, nous devrions trouver que les points s'alignent suivant une droite de pente égale à deux et dont l'ordonnée à l'origine sera $-(I_0 + 9)$, si toutefois les hypothèses de base sont vérifiées.

Théoriquement, ce test devrait nous permettre de vérifier si la valeur que nous avons adoptée pour I_0 est correcte.

Sur la figure 15, l'absorption L_3, obtenue en comparant les amplitudes de l'écho d'ordre un à la constante I_0, est lue directement sur l'échelle des abscisses, en prenant l'origine au point $I'_1 = I_0$.

Ayant déterminé I_0 pour un mois donné, nous pouvons tracer la droite « théorique » de pente

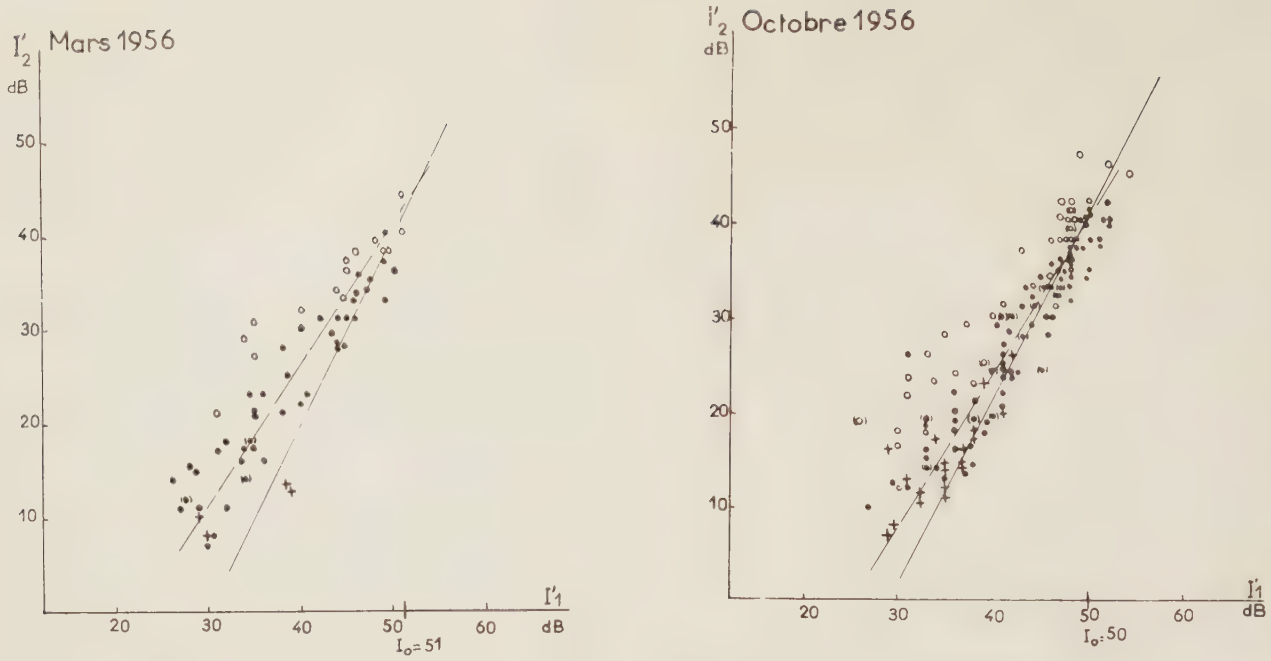

Fig. 15. — Comparaison des amplitudes des échos d'ordre un et deux, ● Réflexion sur F, ⊙ Réflexion sur F lorsqu'il y avait des focalisations visibles, + Réflexion sur Es occultant, ( ) Présence de Es transparent.

égale à deux, puisque le point de la droite correspondant à I_0 est déterminé par ses coordonnées : $I'_1 = I_0$ et $I'_2 = I_0 - 9$.

Comme nous l'avons dit précédemment, nos enregistrements d'amplitude ont souvent montré que, *lorsque l'absorption est faible*, l'écho d'ordre deux peut devenir, pendant quelques minutes, égal ou même supérieur à celui d'ordre un.

Le phénomène se produit parfois suffisamment longtemps pour que la comparaison des valeurs médianes de I'_1 et I'_2 sur une dizaine de minutes donne une valeur de l'absorption négative, ce qui n'a évidemment aucun sens physique d'après les hypothèses adoptées, mais peut s'expliquer si on admet l'existence de focalisations. En vue de l'étudier, nous avons affecté du *symbole K* les valeurs numériques obtenues, tant pour les amplitudes des échos que pour les valeurs de l'absorption que l'on en a déduites, lorsque l'expérience a donné la relation $I'_1 - I'_2 < 6$ pendant une minute au cours d'un enregistrement (dont la durée était d'une dizaine de minutes au moins).

Ces graphiques ont été *établis pour* 19 *mois*, de septembre 1955 à mars 1957 inclus, pour lesquels le nombre de mesures de l'écho d'ordre deux a été suffisant. Après mars 1957, l'absorption plus forte et les conditions de maintenance de l'appareillage n'ont pas permis d'enregistrer suffisamment souvent l'écho d'ordre deux.

Sur chaque graphique, la droite en trait plein représente la droite théorique de pente égale à deux et passant par le point déterminé par la valeur I_0 évaluée séparément pour chaque mois.

Nous avons tracé en traits tiretés la droite qui passe au mieux à travers les points expérimentaux, en donnant toutefois moins de poids aux mesures affectés par la présence de Es transparent.

On constate que, par exemple pour mars 1956 (fig. 15), la droite théorique passerait mieux parmi les points obtenus en présence d'absorption faible si on lui faisait subir une translation de 1 ou 2 dB vers le haut. Mais il faut alors remarquer que la valeur de I_0, sur laquelle on s'est basé pour tracer cette droite, a été obtenue, non seulement à partir des mesures pointées sur le graphique, mais également à partir des valeurs I'_1 de l'écho d'ordre un seul, la nuit, qui ne figurent donc pas sur le graphique considéré.

Ce léger décalage pourrait peut-être également signifier que la valeur — 3 dB adoptée pour la perte à la réflexion du sol est un peu trop forte et qu'il serait plus correct de prendre 20 log ρ_φ = — 2 dB par exemple. Mais, étant donné l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales, il semble difficile de préciser de cette manière la valeur de ρ_φ.

L'examen de ces graphiques permet de faire un certain nombre de constatations :

pour tous les mois étudiés, les pentes de ces droites expérimentales sont inférieures à deux, comme le trouve également W. R. Piggott [53],

— ce sont les mesures affectées du symbole *K* qui s'éloignent le plus des droites théoriques, et ces valeurs sont *toujours au-dessus* de la droite théorique ou juste sur celle-ci, mais jamais au-dessous,

— même en présence d'absorption notable, les valeurs qui correspondent aux mesures effectuées sur E sporadique occultant se rapprochent beaucoup plus de la droite théorique que celles correspondant à des mesures effectuées sur F.

On retrouve ainsi une des conclusions du chapitre précédent, à savoir que c'est *Es occultant* qui correspond le mieux aux hypothèses de départ, donne une meilleure concordance entre les deux méthodes et *ne semble donc pas être le siège de focalisations comme la région F.*

L'occurrence de ces focalisations mises en évidence pour la région F ne semble d'ailleurs pas subir de variation saisonnière, comme le montre la

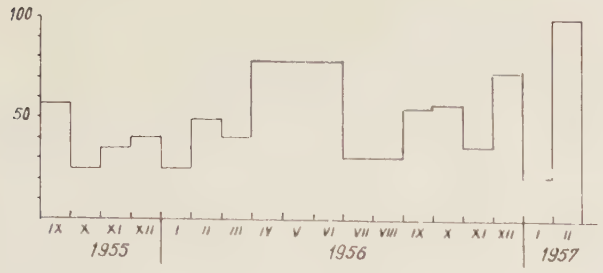

FIG. 16. — Pourcentage du nombre de mesures pour lesquelles il y a eu focalisation visible (symbole K).

figure 16 qui représente, pour une période de 18 mois, le pourcentage du nombre de mesures pour lesquelles il y a eu focalisation visible (symbole *K*). On voit aussi qu'en moyenne, c'est presque une fois sur deux que la mesure se trouve faussée par la focalisation.

W. R. PIGGOTT [53] attribue l'anomalie ainsi constatée au fait que l'écho d'ordre un serait constamment, pendant la journée, anormalement faible (d'environ 3 dB) par rapport à ses valeurs de nuit. Il explique ce fait par l'hypothèse d'une variation de la « rugosité » de la surface réfléchissante entre le jour et la nuit, un fading plus profond indiquant une surface plus « granuleuse » de nuit. L'hypothèse de W. R. PIGGOTT aurait pour conséquence qu'une partie importante de l'énergie des échos arriverait de directions inclinées par rapport à la verticale.

Or une étude des fluctuations rapides de l'amplitude des échos enregistrés à Domont, à laquelle nous avons consacré un chapitre spécial, a montré, au contraire, que le fading rapide semblait plus faible la nuit que le jour.

D'autre part, l'examen des enregistrements montre un *fading lent*, de période de l'ordre d'une dizaine de minutes.

Nous avons éliminé le fading rapide en faisant la médiane graphique des amplitudes sur 30 secondes. Les figures 17 et 18 présentent quelques résultats de mesures. L'écho d'ordre un, puis l'écho d'ordre deux, ayant été enregistrés alternativement, chacun pendant 30 secondes, les points sur chaque courbe sont séparés par un intervalle de temps de une minute.

Sur la figure 17, représentant les échos F et 2F, on constate nettement que, parfois, les courbes sont parallèles, mais aussi que, très souvent, elles ne le sont pas et que *l'écho d'ordre deux présente un fading lent beaucoup plus prononcé que celui d'ordre un et indépendant de ce dernier.*

On peut voir que l'écho d'ordre deux, dans un certain nombre de cas, est devenu, pendant plusieurs minutes consécutives, égal ou même supérieur à celui d'ordre un alors que ce dernier ne présentait qu'une fluctuation très peu marquée.

Au contraire, pour les mesures effectuées sur E sporadique occultant, la figure 18 montre qu'un tel phénomène se produit extrêmement rarement et que les courbes Es et 2Es sont en général bien parallèles.

Nous avons voulu nous rendre compte de l'influence de ce renforcement de l'écho d'ordre deux par

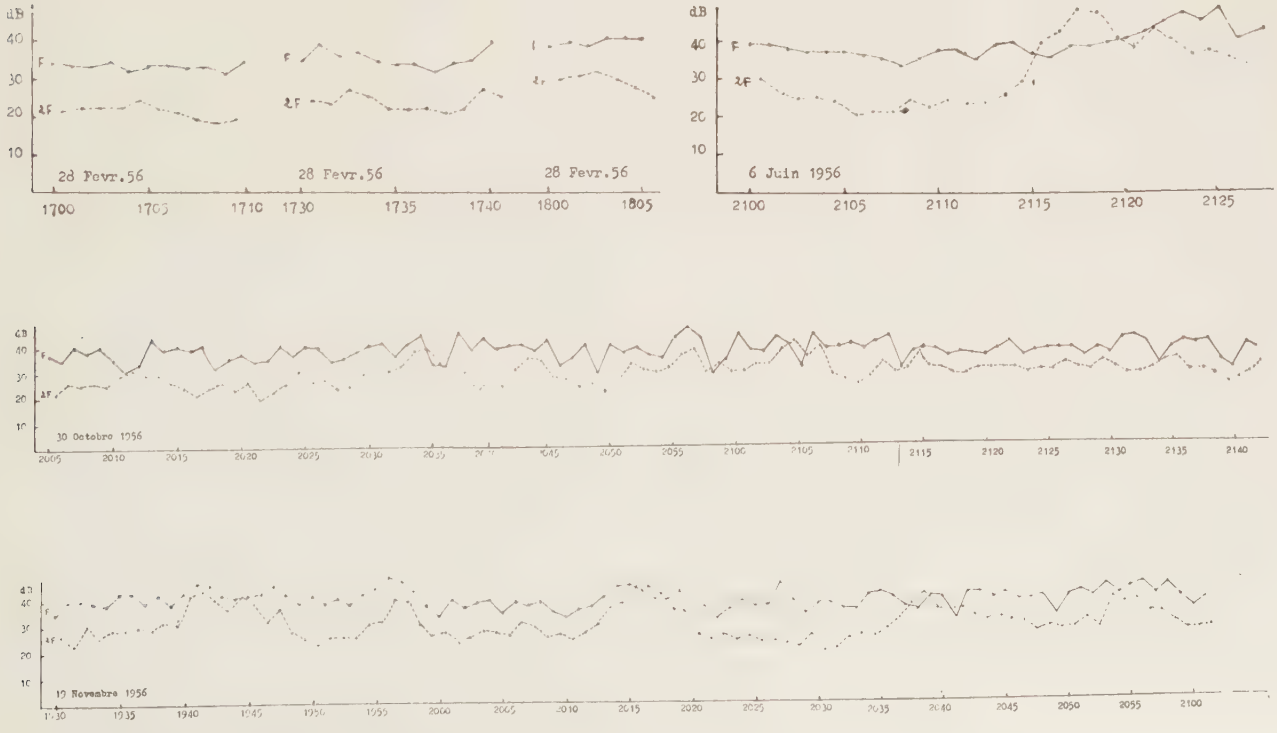

FIG. 17. — Amplitudes (médianes sur 30 secondes) des échos d'ordre un et deux réfléchis sur F.

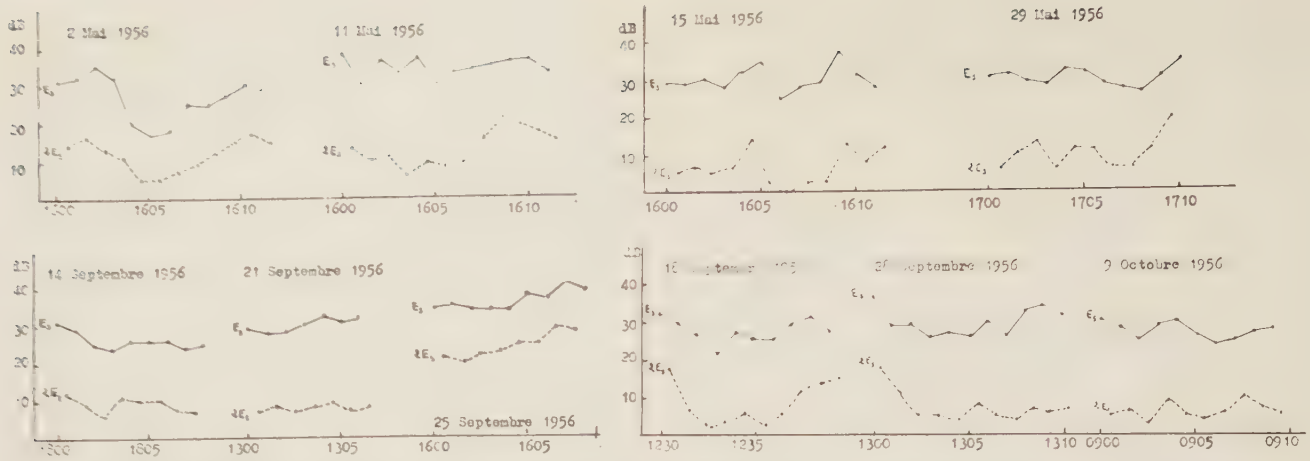

Fig. 18. — Amplitudes (médianes sur 30 secondes) des échos d'ordre un et deux réfléchies par Es occultant.

rapport à celui d'ordre un sur la valeur de l'absorption mesurée dans ce cas.

Lorsque les courbes F et 2F sont restées bien parallèles pendant toute la durée de la mesure, le tableau III montre qu'alors les valeurs L_1 et L_3 sont peu différentes et que, dans ce cas, aucun désaccord ne se manifeste par conséquent entre les deux méthodes.

TABLEAU III

Valeurs L_1 et L_3 lorsque les courbes d'amplitudes F et 2F sont restées parallèles

Date	Heure	L_1	L_3
6 mars 1956	15 30	6	12,5
	16 00	7	7
	16 30	4	7
9 mars	17 30	3	5
4 mai	17 30	5	9,5
25 mai	17 45	6	8,5
8 juin	19 00	6	5
15 juin	19 00	6	8,5
20 juin	04 30	6	7
22 juin	19 00	8	4,5
20 juillet	19 30	5	2
21 août	20 00	1	1
31 août	19 00	2	1,5
7 septembre	19 00	3	3
	20 00	2	1
9 octobre	16 00	6	9
	17 30	0	4

Nous arrivons ainsi à la conclusion importante suivante :

Le désaccord entre les deux méthodes doit être attribué à l'écho d'ordre deux qui est anormalement renforcé pendant certaines mériodes et par conséquent, *les mesures d'absorption valables doivent s'effectuer par comparaison de l'écho d'ordre un et de la constante* I_0 sauf dans le cas de réflexion sur Es occultant où les deux méthodes donnent des résultats comparables.

4. ANALYSE DES VALEURS EXPÉRIMENTALES DE L'ABSORPTION GLOBALE.

Les valeurs de L ainsi obtenues par la comparaison de l'intensité de l'écho d'ordre un à la constante de l'appareillage I_0 représentent l'*absorption globale* subie par l'onde : seule l'atténuation de distance a été éliminée par la correction de hauteur, et les valeurs L que nous allons maintenant étudier comprennent donc l'absorption *non-déviative* subie à la traversée de la région D et l'absorption *déviative* subie au voisinage du niveau de réflexion. Cette dernière, comme nous l'avons vu, peut devenir très importante si la fréquence de travail devient proche d'une fréquence critique.

a) Variation diurne de l'absorption.

Les figures 19 et 20, ainsi que la figure 13, présentent quelques exemples de variation diurne de cette absorption globale.

La figure 19 correspond au 6 mars 1956. Les mesures ont été effectuées, toutes les demi-heures de 08 00 à 19 30 TU. La fréquence de travail (3,4 MHz) ayant été supérieure à la fréquence critique de la région E, les réflexions se sont effectuées toute la journée sur la région F. La variation a été particulièrement régulière ce jour-là. En général, on observe, d'une demi-heure à l'autre, des fluctuations de l'absorption beaucoup plus irrégulières, surtout au milieu de la journée. Mais nous avons choisi cet exemple car il met clairement en évidence l'absorption déviative au voisinage de la fréquence critique de la région E.

Sur la figure 19 (b), nous avons pointé, pour ce même jour, les valeurs de l'absorption en fonction de $\cos \chi$, en échelles logarithmiques et, dans le bas de cette même figure, nous avons pointé les valeurs correspondantes de la *foE* de Poitiers (très peu différentes de celles de Domont).

On sait, expérimentalement, que la *foE* est proportionnelle à $(\cos \chi)^m$ et on a vu que, théoriquement,

d'après l'équation (13), l'absorption non-déviative doit être proportionnelle à $(\cos \chi)^n$.

On constate effectivement, sur la figure 19 (b), que les points représentatifs de L s'alignent bien suivant une droite, de pente $n = 1{,}12$, mais s'en éloignent progressivement pour les fortes valeurs de $\cos \chi$; le graphique inférieur montre qu'alors la fréquence de travail devient de plus en plus proche de la fréquence critique de la région E. L'écart entre les valeurs expérimentales et la droite montre clairement qu'une absorption sélective s'ajoute alors à l'absorption non-déviative.

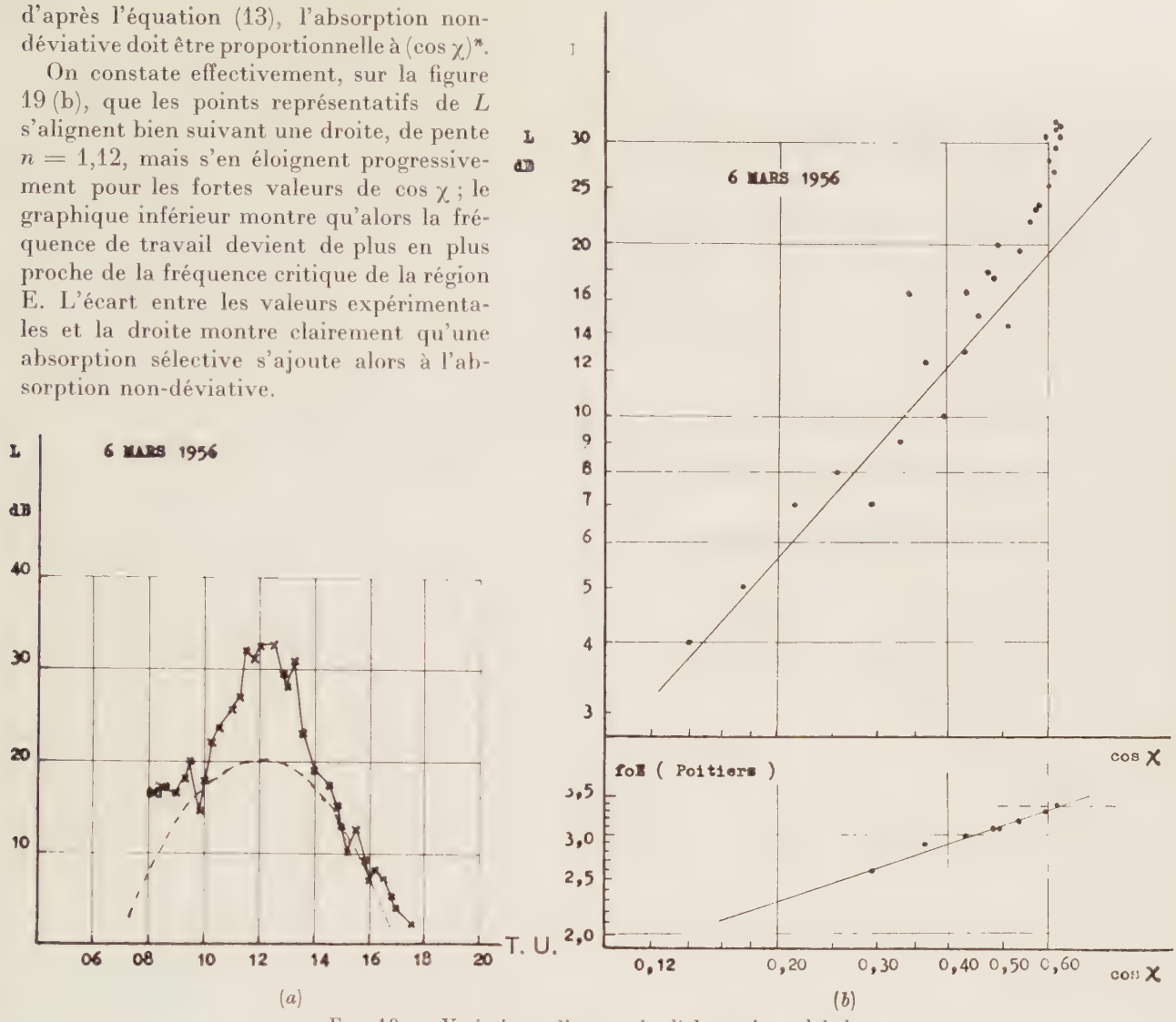

FIG. 19. — Variations diurnes de l'absorption globale.

Nous avons tracé en pointillé, sur la figure 19 (*a*), la courbe régulière correspondant aux valeurs prises sur la droite de la figure 19 (*b*). De 11 30 à 13 00 TU, la différence entre les deux courbes montre que l'absorption déviative atteint une douzaine de décibels.

La figure 20 (*a*) représente, de la même manière, les variations de l'absorption, le 15 juin 1956. Les mesures ont été effectuées tous les quarts d'heure. De 08 15 à 14 00 TU, les réflexions ont eu lieu sur la région E normale, de 14 15 à 15 30 TU sur Es occultant et, à partir de 16 15 TU sur la région F.

La figure 20 (*b*) représente les mêmes valeurs de L pointées en fonction de $\cos \chi$; alles s'alignent suivant une droite de pente $n = 0{,}9$. On constate encore que les valeurs de L s'éloignent de la droite, mettant en évidence une absorption sélective, lorsque la fréquence de travail est voisine de *foE* ($L = 37{,}5$ dB à 08 15 TU lorsque la réflexion a lieu sur la région E et L = 29,5 dB à 16,15 kVU lorsque la réflexion a lieu sur la région F au voisinage de la *foE*).

La figure 20 (*b*) confirme également que les quatre mesures effectuées *sur Es occultant* ont donné des valeurs de L systématiquement plus faibles que celles indiquées par la droite. Même au voisinage de *foE*, elles ne présentent *pas d'absorption sélective notable*. C'est un résultat auquel on pouvait s'attendre si on considère E sporadique occultant comme une couche mince, présentant un fort gradient d'ionisation, et située au-dessous du niveau d'ionisation maximum de la région E normale.

On peut voir aussi, sur la figure 20 (*a*), que la différence entre les valeurs de L mesurées et la courbe en pointillé est de l'ordre de 4 à 7 dB aux environs de midi, alors que la *foE* atteint 3,8 MHz. Ceci semblerait montrer que *l'absorption déviative subie au voisinage du niveau de réflexion, pour une fréquence assez éloignée de la foE, est plus importante pour la région E que pour la région F.*

De 09 00 à 14 00 TU lorsque les réflexions ont eu lieu sur la région E, la figure 20 (*a*) met en évidence des *fluctuations de plusieurs décibels* d'un quart d'heure à l'autre. C'est un phénomène que nous avons pu constater pratiquement chaque fois que nous avons effectué des mesures rapprochées. Ces fluctuations sont, en général, moins marquées, lorsque les réflexions ont eu lieu sur F, en fin de journée, alors que l'absorption est plus faible.

Plusieurs auteurs [38, 39] ont signalé ces variations irrégulières de l'absorption au cours d'une même journée. Nous l'avons également noté [50] dès le début des mesures effectuées à Domont. Cela montre qu'il est insuffisant, pour caractériser l'absorption d'une journée donnée, de faire une seule mesure de quelques minutes à midi, mais qu'il convient au contraire de *faire plusieurs mesures et d'en évaluer la médiane pour avoir une valeur vraiment représentative.*

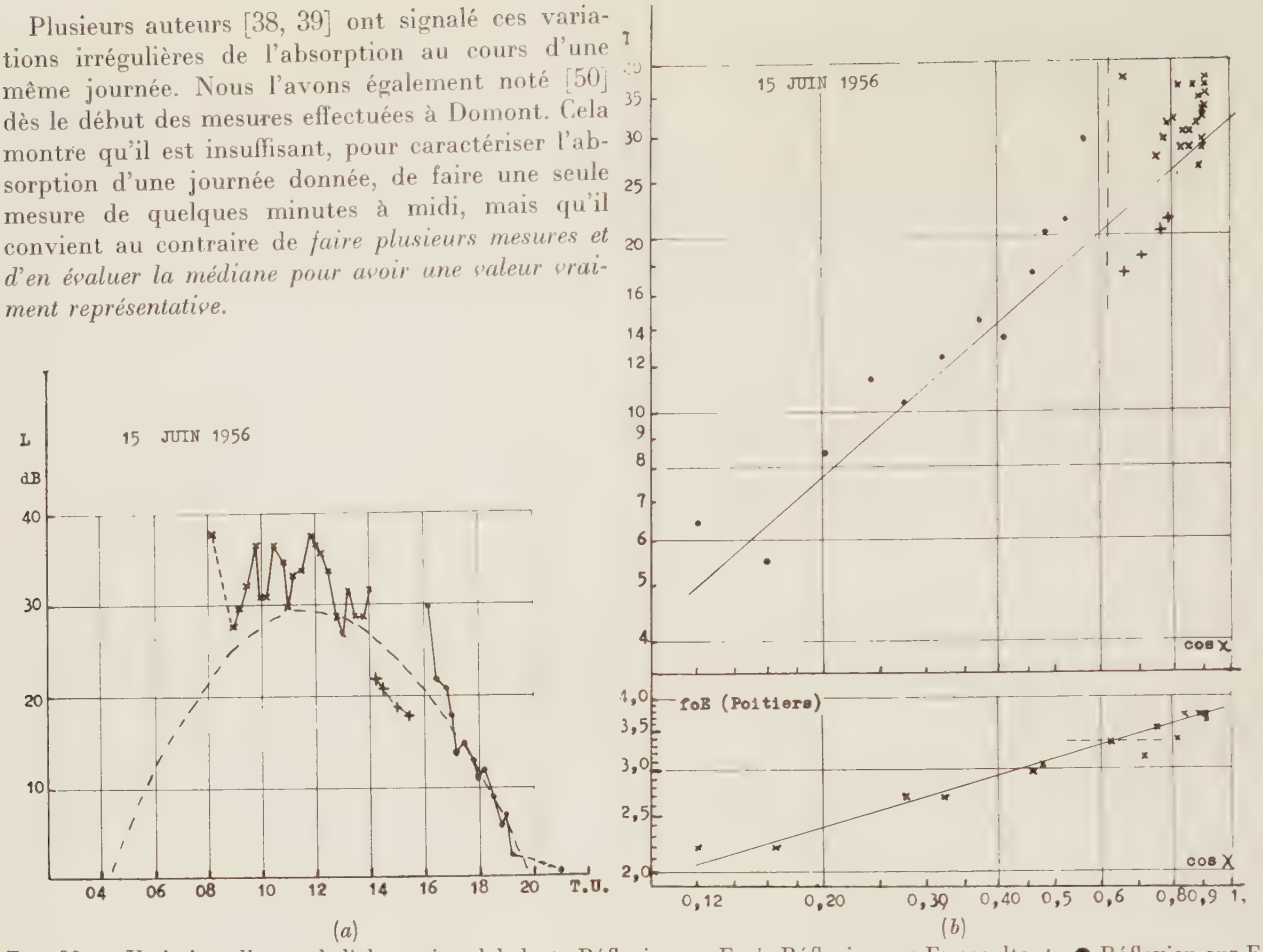

FIG. 20. — Variations diurnes de l'absorption globale. × Réflexion sur E, + Réflexion sur Es occultant, ● Réflexion sur F.

b) Courbes de variation diurne mensuelles.

La figure 21 représente toutes les valeurs de l'absorption L obtenues, pour chaque mois, de septembre 1955 à mars 1958.

Nous avons distingué, sur ces graphiques, par des signes différents, les mesures effectuées par réflexion sur les différentes couches de l'ionosphère, F, E, et Es occultant.

Les mesures ont été effectuées huit jours par mois, toutes les heures de 08 00 à 18 00 TU, avec une mesure supplémentaire entre 20 00 et 21 00 TU.

De mars à décembre 1956, les mesures ont été effectuées tous les quarts d'heure, en général à partir de 08 00 TU. Le plus souvent, à partir de 21 00 TU, un brouillage intense dû au trafic radioélectrique nous a empêchés d'effectuer les mesures au cours de la nuit.

L'examen de chacun de ces graphiques permet de constater une *forte dispersion* des valeurs, pour une heure donnée, de l'ordre de 15 à 20 dB, due aux *variations de l'absorption d'un jour à l'autre.* Ces variations d'un jour à l'autre ont été signalées par de nombreux auteurs [4, 9, 11, 12, 38, 54, 55] pour des mesures effectuées en des stations différentes, à des époques différentes et sur des fréquences différentes.

Sur les graphiques correspondant aux mois de juin et juillet 1956, on voit que les cinq ou six valeurs obtenues par réflexion sur E, vers 15 00 TU, s'éloignent nettement de la courbe moyenne régulière de variation diurne. Ils correspondent au passage de la fréquence de travail par la fréquence critique E et montrent qu'une *absorption sélective* importante s'ajoute alors à l'absorption diurne moyenne.

On peut constater également, en particulier sur les graphiques correspondant aux mois de mai, juin, juillet, août, septembre et octobre 1956, que les mesures effectuées sur Es occultant conduisent à des valeurs L de l'absorption inférieures d'une dizaine de décibels à celles obtenues par réflexion sur E normale. Une différence de cet ordre apparaît également en octobre, novembre et décembre 1956, entre l'absorption mesurée par réflexion sur F et sur Es occultant, mais à des heures où le voisinage de la fréquence critique de E causait une absorption sélective. Par contre, lorsque les mesures sont effectuées sur F ou sur Es occultant dans la soirée, alors que l'absorption sélective due au voisinage de *foE* est négligeable, on peut voir (de mai à septembre 1956) que la différence est nettement moindre. Nous l'avons signalé [33] en étudiant certains cas particuliers où nous avions pu enregistrer, à quelques minutes d'intervalle, des réflexions sur Es occultant, puis sur F ou E, c'est donc un phénomène systématique qui s'explique, si on admet, comme nous l'avons déjà suggéré, que la couche Es occultante est un meilleur « réflecteur » que la couche E.

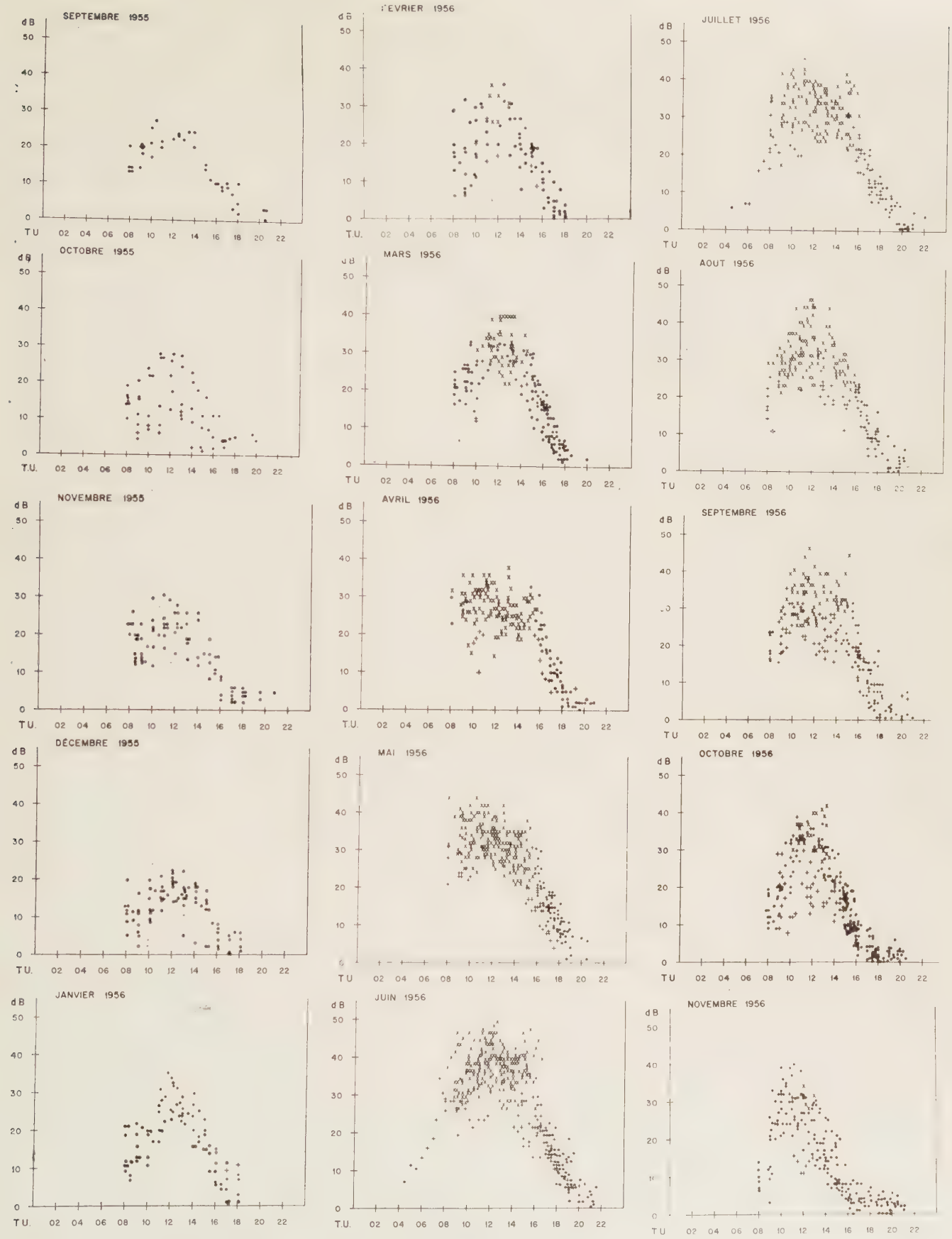

FIG. 21. — Courbes mensuelles de variation diurne. ● Réflexion sur F, × Réflexion sur E, + Réflexion sur Es occultant.

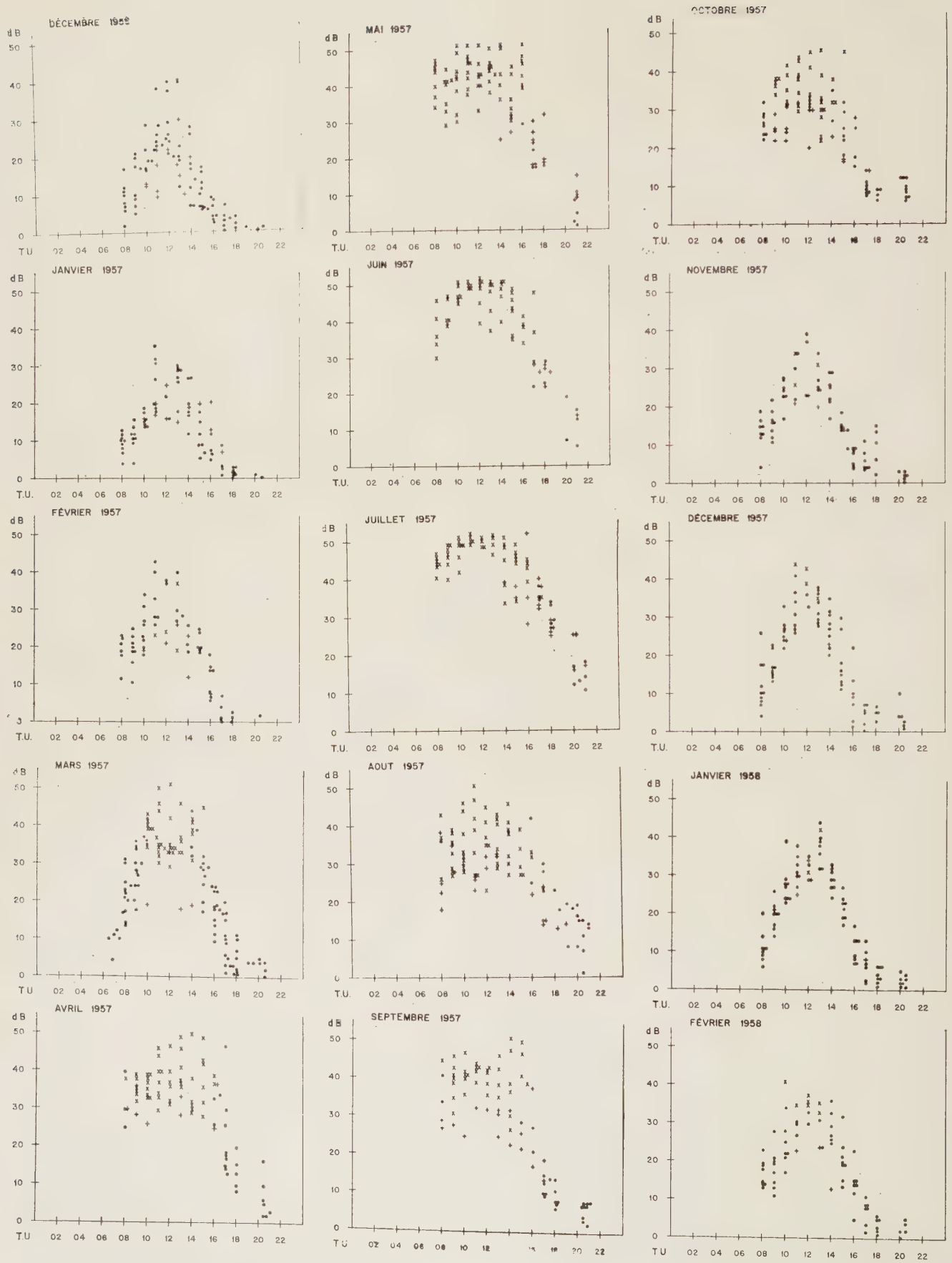
DÉCEMBRE 1956
MAI 1957
OCTOBRE 1957
JANVIER 1957
JUIN 1957
NOVEMBRE 1957
FÉVRIER 1957
JUILLET 1957
DÉCEMBRE 1957
MARS 1957
AOUT 1957
JANVIER 1958
AVRIL 1957
SEPTEMBRE 1957
FÉVRIER 1958
dB
T.U.
02 04 06 08 10 12 14 16 18 20 22

FIG. 21 *(suite)*

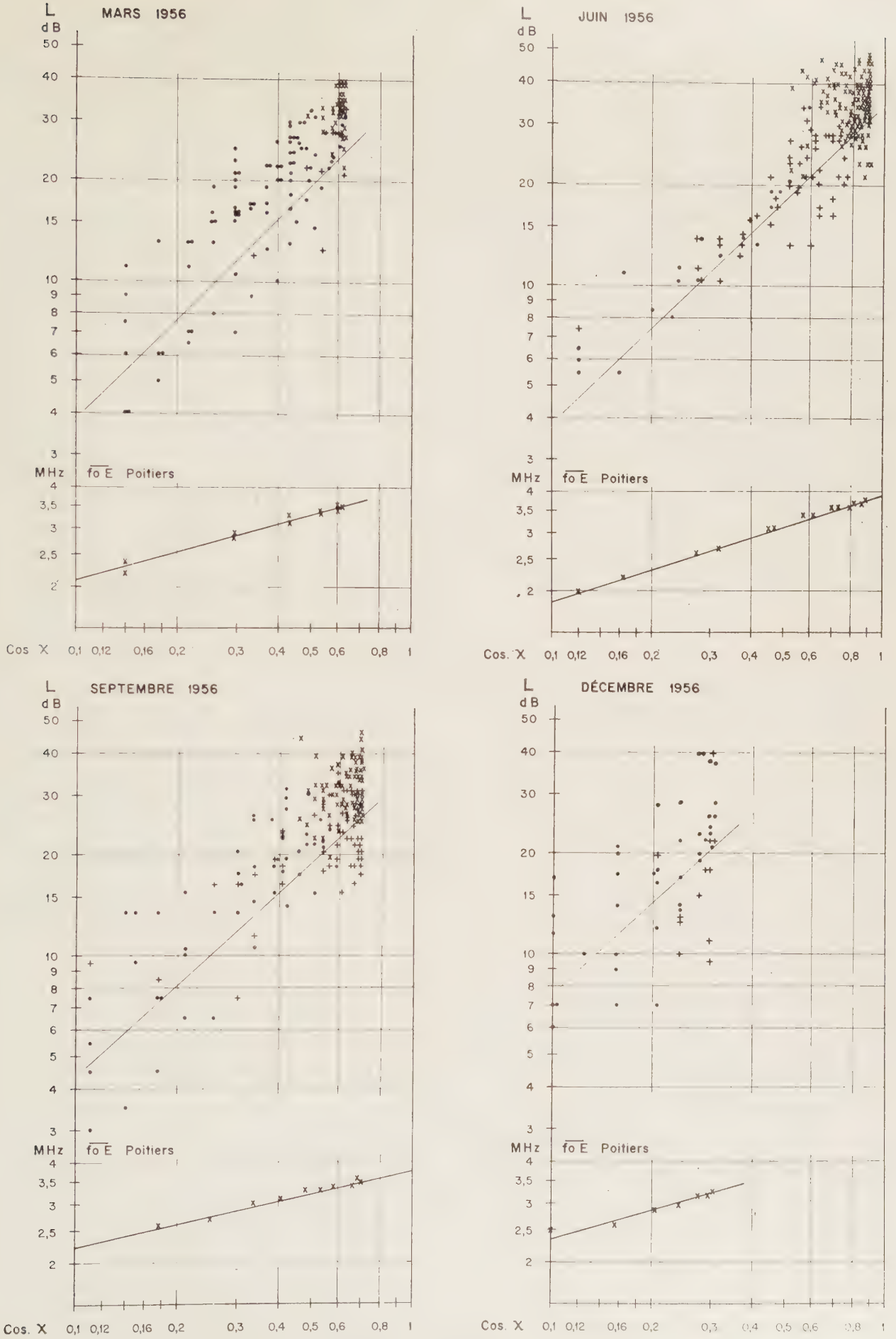

FIG. 22. — Variations de l'absorption en fonction de l'angle zénithal solaire χ.

Malgré la dispersion importante des valeurs de l'absorption, les graphiques montrent une variation diurne moyenne régulière, et nous avons été amenés à étudier la variation des valeurs mesurées en fonction de l'angle zénithal solaire.

c) Variation de l'absorption en fonction de l'angle zénithal solaire χ.

Nous avons pointé, comme pour les figures 19 et 20, toutes les valeurs obtenues, pour chaque mois, en fonction de cos χ, en distinguant toujours de la même manière les réflexions sur E, F ou Es occultant.

Un exemple en est donné figure 22. Les graphiques inférieurs indiquent les valeurs médianes mensuelles de *foE* pour Poitiers.

On peut tracer la droite qui passe au mieux, pour chaque mois, par tous les points expérimentaux en donnant moins de « poids » aux mesures affectées par une absorption sélective au voisinage de *foE* ou foE_1 mais il ne faut pas perdre de vue que, du fait des différences d'un jour à l'autre que présente la variation diurne de l'absorption, l'exposant n de cos χ est également variable d'un jour à l'autre.

Le tableau IV donne les valeurs de n obtenues en mesurant la pente des droites.

TABLEAU IV

Valeurs de l'exposant n de cos^n χ.

Mois	1955	1956	1957	1958
Janvier		0,58	0,90	0,62
Février		0,92	0,84	0,76
Mars		1,01	0,86	
Avril		0,99	0,63	
Mai		0,97	0,57	
Juin		0,96	0,55	
Juillet		1,00	0,55	
Août		0,97	0,44	
Septembre	1,02	0,92	0,83	
Octobre	1,13	0,93	0,51	
Novembre	0,70	1,03	0,85	
Décembre	0,84	0,91	0,83	

On constate que pour 1956 les valeurs de n sont voisines de l'unité tandis qu'elles deviennent plus faibles d'avril à octobre 1957 pour atteindre environ 0,8 pendant l'hiver 1957-1958.

d) Variation saisonnière de l'absorption.

Pour caractériser l'absorption maximum pour un mois donné, nous avons donc évalué la médiane de toutes les valeurs mesurées de 11 00 à 13 00.

La figure 23 représente les résultats obtenus pour toute notre période de mesures. Elle met en évidence un net maximum pendant les mois d'été et un minimum en hiver. Pour la fréquence de travail de 3,4 MHz, la valeur du maximum passe de 30 dB en juin 1956 à 50 dB en juin 1957, ce qui met en évidence *l'influence de l'activité solaire*. Nous avons tracé, sur le même graphique, les valeurs du nombre de Wolf mensuel (moyenne mensuelle et moyenne glissante sur 12 mois) qui caractérisent l'activité solaire au moyen du nombre de taches. On constate

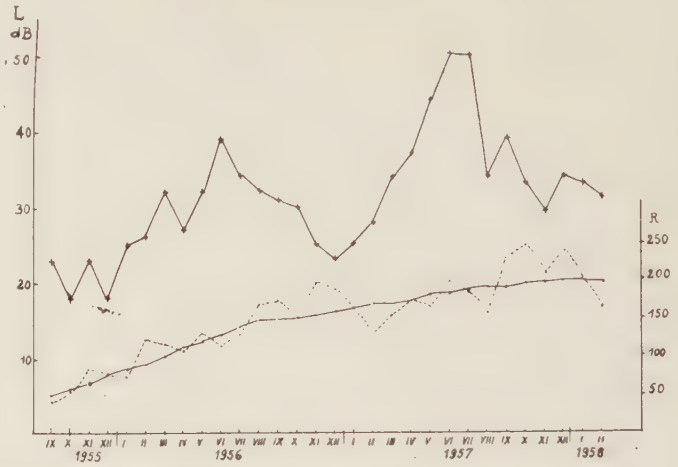

Fig. 23. — Variation saisonnière de l'absorption. Courbe supérieure : absorption totale mesurée à Domont, à midi, sur 3,4 Mz. Courbes inférieures : ..... Moyenne mensuelle du nombre de Wolf R, ——— Moyenne glissante, sur 12 mois du nombre de Wolf R.

que *l'absorption augmente avec l'activité solaire* comme l'ont déjà montré K. Rawer [9] et E. V. Appleton et W. R. Piggott [10] pour les mesures de Slough sur une période qui s'étendait de 1935 à 1953 et couvrait par conséquent deux cycles solaires de 11 ans.

e) Anomalie d'hiver.

E. V. Appleton [23] a été le premier à remarquer que la variation saisonnière de l'absorption correspond à une loi différente de celle de la variation journalière. Lorsqu'on pointe les valeurs de l'absorption en fonction de cos χ, l'absorption mesurée (dans l'hémisphère nord) pendant les mois d'hiver est nettement plus forte que celle à laquelle on pouvait s'attendre d'après les valeurs obtenues pendant les

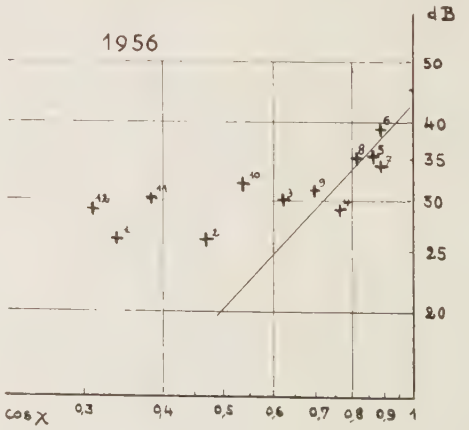

Fig. 24. — Valeur de l'absorption pour cos χ maximum.

mois d'été et d'équinoxe. On le constate effectivement sur la figure 24 où nous avons pointé, pour chacun des mois de 1956, les valeurs de l'absorption pour cos χ maximum.

On peut aussi étudier, pour chacun des mois de notre période de mesure, la valeur médiane mensuelle pour une valeur constante de cos χ. Nous l'avons fait pour cos $\chi = 0{,}3$. L'heure étudiée correspond à 12 15 TU pour décembre, mais à 06 00 TU et 17 45 TU pour juin.

La courbe de l'absorption totale mesurée dans ces conditions montre effectivement un net maximum pour les mois d'hiver, l'écart de juin à décembre étant de plus de 10 dB, comme on pourra le voir au paragraphe suivant. On retrouve évidemment sur cette courbe la variation de l'absorption en fonction de l'activité solaire.

Cette anomalie d'hiver est un phénomène très général, qui a été observé en des stations de latitudes différentes et pour des fréquences différentes [9, 10, 11, 38].

P. J. E. Peebles [14] a montré que cette anomalie est beaucoup plus prononcée pour les stations situées à l'intérieur de la zone aurorale. W. Dieminger [56] a signalé qu'il existait une corrélation entre l'absorption anormalement élevée certains jours d'hiver et l'occurrence, ces mêmes jours, d'échos réfléchis à faible altitude qui apparaissent sous forme de réflexions partielles, entre 75 et 95 km et dont l'amplitude varie extrêmement vite [57]. E. V. Appleton et W. R. Piggott [10], J. B. Gregory [58] ont confirmé cette corrélation.

W. J. G. Beynon et K. Davies [11] ont essayé de préciser le phénomène en étudiant les variations de l'absorption d'un jour à l'autre, en janvier 1951, pour une valeur de cos χ constante, sur les fréquences 2,0 et 3,2 MHz, l'une étant réfléchie sur la région E et l'autre sur la région F.

Les variations d'un jour à l'autre ont montré une excellente corrélation pour les deux fréquences, ce qui a permis aux auteurs de conclure que les variations de l'absorption n'étaient pas dues à une variation de foE mais à une variation de la densité électronique sous-jacente soit dans la région D, soit dans la partie inférieure de la région E.

5. ESSAI DE SÉPARATION DE L'ABSORPTION SÉLECTIVE ET NON-SÉLECTIVE PAR LA MÉTHODE DE K. BIBL ET K. RAWER.

Nous avons mis en évidence, dans certains cas, la présence d'une absorption sélective due à la région E. Une méthode permettant de séparer les contributions dues à l'absorption sélective et non-sélective, lorsque l'absorption totale a été mesurée, a été proposée par K. Bibl et K. Rawer [30], pour interpréter les résultats de mesures effectuées à midi, sur différentes fréquences.

Ils considèrent l'absorption L comme la somme de deux termes

$$(38) \quad L = B/(f + f_L)^2 + N.\Delta(\eta), \quad \text{où} \quad \eta = foE/f.$$

Le premier terme correspond à l'absorption non-déviative due à la région D. La fonction Δ du second terme représente l'intégrale du coefficient d'absorption $\varkappa$ le long du parcours de l'onde dans la région E et représente, par conséquent, la contribution de l'absorption sélective due à la région E.

Des tables [30] donnent les valeurs de cette fonction Δ pour différentes valeurs de $\eta = foE/f$, pour un modèle donné de couche E (variation parabolique de la densité électronique et variation exponentielle avec l'altitude de la fréquence des chocs ν).

K. Bibl, A. Paul et K. Rawer [59] ont d'ailleurs récemment perfectionné cette méthode afin de tenir compte des réflexions sur Es occultant. Nous ne tiendrons pas compte des modifications ainsi apportées à la méthode proposée, puisque nous avons toujours distingué les mesures effectuées sur E et Es occultant. Étant donné que nos mesures ont été effectuées sur une seule fréquence, nous ne pouvons pas appliquer exactement la méthode que nous venons d'exposer, mais, comme nous avons effectué des mesures d'absorption à différentes heures de la journée, nous l'avons cependant utilisée, après l'avoir légèrement modifiée, suivant les indications de K. Rawer.

a) Exposé de la méthode.

Nous poserons :

$$(39) \quad \bullet \quad L = P \cos^n \chi/(f + f_L)^2 + N.\Delta(\eta),$$

en écrivant $B = P.\ \cos^n \chi$.

Dans le cas particulier que nous étudions, la formule (39) s'écrit donc :

$$(40) \quad L = P \cos^n \chi/(3{,}4 + 1{,}2)^2 + N.\Delta(foE/3{,}4).$$

Pour un mois donné, et *pour une heure donnée* (c'est-à-dire pour une valeur connue de cos χ), on évalue sur le graphique correspondant (§ 4-*c* de ce même chapitre) *la valeur médiane* L (en éliminant les mesures effectuées sur Es occultant).

L'exposant n de cos χ correspond à la valeur de la pente de la droite (tableau IV).

D'autre part, sur la partie inférieure de ces mêmes graphiques, on a pointé les valeurs médianes mensuelles de foE de Poitiers. Elles s'alignent en général très bien suivant une droite, sur laquelle on lira donc *la valeur de* foE pour la valeur de cos χ considérée. On obtiendra, à partir des tables [30], la valeur de la fonction $\Delta(foE/3{,}4)$.

Appliquant alors la méthode statistique indiquée par K. Bibl et K. Rawer, on procède de la façon suivante.

Pour le mois étudié, et pour chacune des valeurs de cos χ considérées, on pointe sur l'axe P la valeur

$$P_a = L(3{,}4 + 1{,}2)^2/\cos^n \chi,$$

et sur l'axe N la valeur

$$N_a = L/\Delta.$$

Puis on relie ces deux points par une droite (fig. 25). Les différentes droites devraient se couper en un même point, dont les coordonnées détermine-

raient ainsi les valeurs effectives des coefficients N et P pour le mois correspondant.

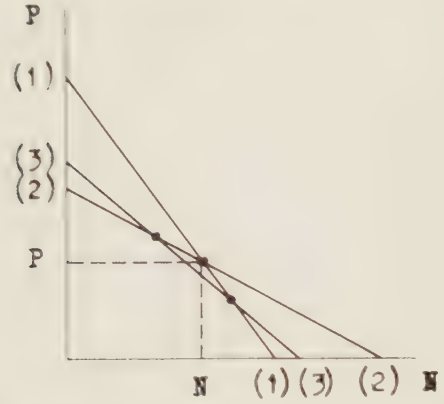

Fig. 25. — Méthode de détermination des paramètres P et N.

En réalité, les droites ne se coupent pas exactement et on détermine les valeurs de N (dB) et de P (dB.MHz²) en évaluant graphiquement le centre de gravité des points d'intersection des différentes droites. On obtient ainsi la proportion d'absorption sélective et non sélective pour un mois donné.

b) **Résultats obtenus pour les paramètres P et N.**

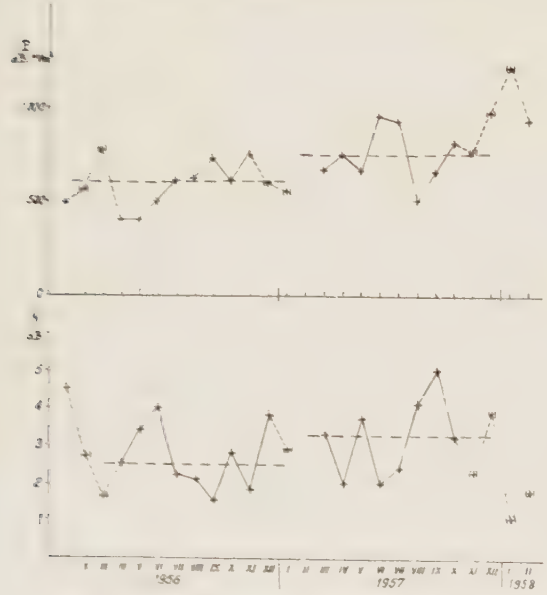

Fig. 26. — Valeur des paramètres N et P.

La figure 26 représente les résultats obtenus de cette manière pour 1956 et 1957. Il faut remarquer que P et N sont des paramètres qui déterminent l'absorption, mais pas des expressions de l'absorption même.

Nous avons noté entre parenthèses les valeurs douteuses parce que les points d'intersection des droites étaient trop peu nombreux ou très dispersés.

L'erreur commise en déterminant les paramètres N et P semble moindre pour N que pour P. Dans l'évaluation de P, la valeur de l'exposant n est importante et nous avons vu que, du fait de la dispersion des valeurs mesurées de l'absorption pour les différents jours d'un même mois, l'exposant n n'est connu qu'avec une certaine approximation.

Il faut noter aussi que, pour les mois d'hiver, les droites obtenues sont presque parallèles, leurs points d'intersection sont donc très mal définis et ne permettent pas de déterminer les paramètres N et P d'une façon précise. Cela vient sans doute du fait que, par suite de valeurs anormalement élevées de l'absorption mesurées certains jours d'hiver, la loi simple, fonction de $\cos^n \chi$, que nous avons adoptée, n'est plus valable. Malgré ces quelques restrictions, la méthode est satisfaisante et conduit à des résultats intéressants.

Étant donné l'ordre de grandeur des erreurs commises en déterminant les paramètres P et N, il semble assez difficile, d'après la figure 26, de conclure qu'ils présentent une variation saisonnière.

Par contre, on constate, en prenant leur médiane annuelle, que les *paramètres P et N augmentent avec l'activité solaire.*

La même variation, en fonction de l'activité solaire, a été trouvée pour le paramètre $B = P.\cos^n \chi$, évalué à partir des mesures effectuées d'une part à Slough et Fribourg en 1949 et 1950 [30], d'autre part à Dakar de 1951 à 1955 [15].

c) **Application aux valeurs expérimentales de l'absorption globale.**

1) *Pour cos χ maximum.*

Nous avons calculé, pour chaque mois, l'absorption sélective représentée par $N.\ \Delta(foE)/3{,}4$ et l'absorption non sélective représentée par

$$P\cos^n\chi/(3{,}4+1{,}2)^2.$$

Les résultats sont présentés sur la figure 27, sur laquelle nous avons également représenté les valeurs médianes mensuelles de l'absorption L mesurée pour cos χ maximum. Cette dernière courbe est très peu différente de celle représentée sur la figure 23, pour laquelle les valeurs médianes ont été évaluées à partir d'un plus grand nombre de mesures individuelles.

Sur le graphique supérieur de la figure 27, on a tracé, en pointillé, la courbe représentant la variation de la somme

$$N.\Delta(foE/3{,}4)+P.(\cos^n\chi)^n/(3{,}4+1{,}2)^2,$$

dont la comparaison avec celle des valeurs L expérimentales montre l'ordre de grandeur des erreurs d'évaluation de l'absorption sélective et non-sélective par la méthode utilisée. On peut voir ainsi, par exemple, que la valeur de N, en novembre 1956, est trop faible et celle trouvée en septembre 1957, trop élevée.

On remarque que *l'absorption déviative, due à la région E, est d'une dizaine de décibels*, même pendant les mois (mai, juin, juillet, août) où la fréquence de travail était suffisamment éloignée de la *foE*.

En interprétant les résultats de nos mesures individuelles (§ 4-*b*) nous avions constaté expérimentalement entre l'absorption mesurée sur Es et sur E, une différence de cet ordre que nous avions effectivement attribuée à l'absorption sélective due à la région E.

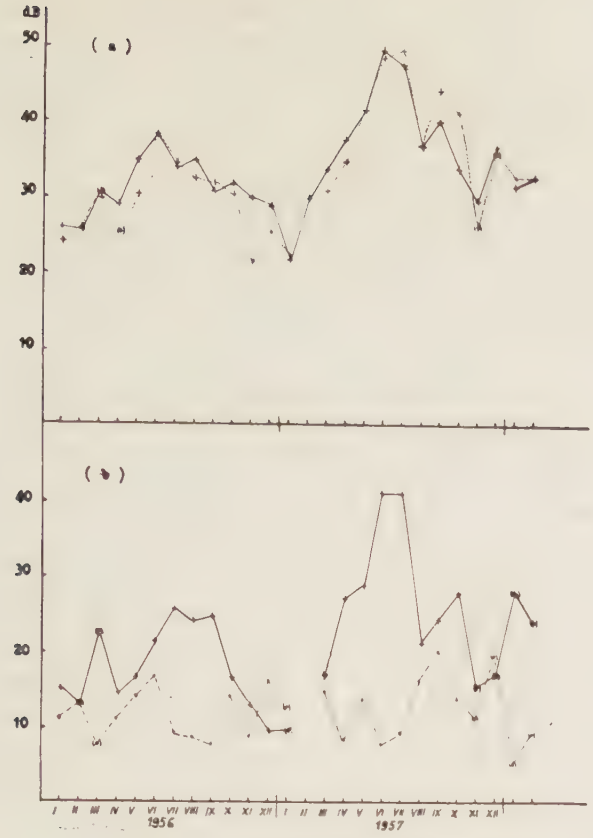

FIG. 27. — Valeurs médianes mensuelles de l'absorption pour cos χ maximum.
(*a*) +—+ absorption totale mesurée ; +·····+ absorption totale calculée.
(*b*) +—+ absorption non-déviative calculée ; ●- - -● absorption déviative calculée.

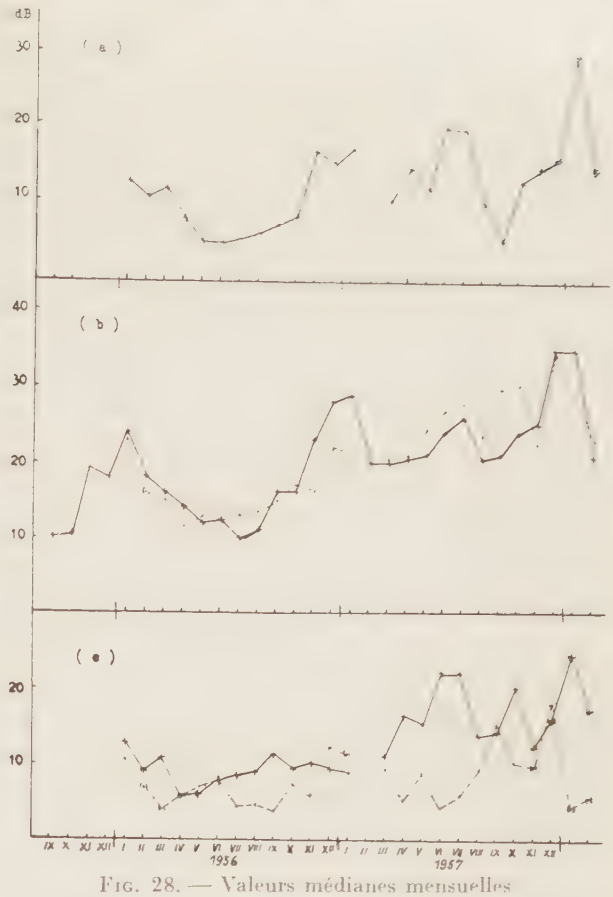

FIG. 28. — Valeurs médianes mensuelles de l'absorption pour cos $\chi = 0{,}3$.
(*a*) absorption totale mesurée diminuée de l'absorption déviative calculée ; (*b*) +—+ absorption totale mesurée, ●·····● absorption totale calculée ; (*c*) absorption non-déviative calculée, ●- - -● absorption déviative calculée.

2) *Pour cos* $\chi = 0{,}3$.

Nous avons effectué le même travail pour cos $\chi = 0{,}3$. Pour cette valeur de cos χ, la fréquence de travail était toujours supérieure à *foE*, les échos étaient, par conséquent, réfléchis par la région F.

A la partie inférieure de la figure 28, nous avons représenté les variations de l'absorption sélective et non-sélective évaluée de la même manière.

Sur la figure 28 (*b*), la courbe en pointillé représente les variations de la somme

$$N.\Delta(foE/3{,}4) + P(0{,}3)^n/(3{,}4 + 1{,}2)^2.$$

La corrélation entre les deux courbes est moins bonne que pour le graphique correspondant à cos χ maximum, particulièrement pour novembre, décembre 1956, janvier, septembre, octobre 1957 et janvier 1958.

Ceci est vraisemblablement dû au fait que, pour calculer l'absorption déviative, on doit élever à la puissance n une valeur faible (0,3). L'erreur commise en évaluant l'exposant n conduit (pour cos $\chi = 0{,}3$) à une erreur beaucoup plus grande que lorsqu'on élève à cette même puissance une valeur de cos χ plus élevée. La méthode que nous avons utilisée semble donc moins sûre lorsqu'on l'applique, pour de faibles valeurs de cos χ, pour le calcul de l'absorption non-déviative.

La figure 28 (*c*) semble montrer que le maximum présenté par l'absorption totale mesurée en juin et juillet 1957 est vraisemblablement dû à une augmentation anormale de l'absorption non-déviative.

D'autre part, on peut voir que l'*anomalie d'hiver*, dont nous avons parlé précédemment, est en partie, pour la fréquence étudiée, due au fait que cos χ atteint la valeur 0,3 aux environs de midi, pendant les mois d'hiver, car, alors, la fréquence critique *foE* approche de la fréquence de travail utilisée pour les mesures.

Le calcul de l'absorption déviative nous paraissant plus valable que celui de l'absorption non-déviative, nous avons représenté, sur la figure 28 (*a*), la variation de l'absorption non-déviative obtenue en faisant la différence de l'absorption totale mesurée et de la quantité $N.\Delta(foE/3{,}4)$. On constate qu'effectivement cette dernière courbe est différente de celle qui représente $P.(0{,}3)^n/(3{,}4 + 1{,}2)^2$ sur la figure 28 (*c*), ce qui montre bien que la méthode n'est pas très adéquate pour évaluer l'absorption non-déviative pour les faibles valeurs de cos χ. On voit ainsi, comme nous l'avons indiqué au paragraphe 4-*e*, que l'absorption anormalement forte d'hiver est aussi attribuable en partie à l'absorption non-déviative.

A. P. MITRA [60] a déterminé la proportion d'absorption due aux régions D et E à partir du « temps de relaxation » de ces deux régions. Le « temps de relaxation » est l'intervalle de temps qui sépare midi

local de l'heure du maximum d'ionisation de la région considérée. Il trouve que la contribution de la région E à l'absorption totale pouvait atteindre 1/3 à 1/2 de l'absorption due à la région D. Nos résultats montrent effectivement une proportion de cet ordre.

En résumé, *on constate que l'absorption déviative constitue une fraction importante de l'absorption totale que l'on mesure et qu'il est nécessaire d'en tenir compte dans l'interprétation des résultats.*

Chapitre VI

ÉTUDE DES FLUCTUATIONS RAPIDES DE L'AMPLITUDE DES ÉCHOS

1. INTRODUCTION.

L'examen des enregistrements de l'amplitude des différents échos ionosphériques montre qu'ils présentent des fluctuations plus ou moins rapides. On constate, lorsque la région F est seule présente, que les échos qu'elle réfléchit sont généralement calmes. Par contre, les fluctuations d'amplitude des échos réfléchis par la région F, lorsqu'une région E sporadique transparente est présente au-dessous, sont plus rapides. Il en est de même lorsque l'enregistrement est effectué sur la région E sporadique transparente elle-même.

Les échos réfléchis par la région E normale sont, presque toujours, plus agités que ceux enregistrés sur F, et les fluctuations deviennent très rapides lorsque la fréquence de travail (3,4 MHz) devient voisine de la fréquence critique d'une région ionosphérique.

Ce phénomène de « fading » a été observé dès les premières mesures ionosphériques. Citons par exemple, les résultats de J. E. Best, F. T. Farmer et J. A. Ratcliffe [61] et de J. A. Ratcliffe et J. L. Pawsey [62]. J. A. Ratcliffe [63] a repris l'étude de ce phénomène qui peut être attribué à des interférences entre des ondes qui se propagent suivant des trajectoires différentes, ou à des interférences entre les deux composantes magnéto-ioniques d'une onde en présence du champ magnétique terrestre.

Lorsqu'on isole une seule composante en utilisant la technique des impulsions et des antennes de réception à polarisation circulaire, on constate que l'amplitude de l'onde reçue présente encore des fluctuations et ce phénomène est attribué au fait que l'onde n'est pas réfléchie spéculairement par une surface plane mais par un processus de diffusion sur une région ionosphérique présentant des inhomogénéités plus ou moins importantes.

Cette hypothèse explique également le fait que les amplitudes des *échos d'ordre multiple* (réfléchis par l'ionosphère après une ou plusieurs réflexions intermédiaires sur le sol) présentent toujours des fluctuations plus rapides et plus irrégulières que celles des échos du premier ordre. On peut considérer, en effet, après une première réflexion sur l'ionosphère, que l'émission, au lieu de provenir d'un émetteur ponctuel dirigeant vers le zénith un faisceau très étroit, provient d'une certaine surface dont chaque élément peut être considéré comme un émetteur élémentaire. D'autre part, le sol ne peut évidemment pas être considéré en toute rigueur comme un miroir plan.

Dans tout ce qui suit, nous n'étudierons que *les fluctuations d'amplitude des échos du premier ordre*, c'est-à-dire réfléchis une seule fois par l'ionosphère.

2. INDICE DE FLUCTUATION.

Il nous a semblé commode de caractériser les enregistrements de l'amplitude des échos ionosphériques du premier ordre par un « *indice de fluctuation* », par analogie avec les indices qui caractérisent l'activité magnétique. Une valeur faible de ces derniers indique une situation calme, tandis que des valeurs élevées correspondent à une perturbation.

Si les fluctuations sont très rapides, leur amplitude risque d'être réduite au fait de l'inertie de la plume de l'enregistreur, c'est pourquoi nous avons basé notre indice sur la *période* des fluctuations principalement.

Pour caractériser les fluctuations des échos ionosphériques, nous avons adopté une *échelle de 0 à 3*, en définissant les indices de la manière suivante :

0 : écho calme, ne présentant que des fluctuations très lentes (période de 5 à 10 minutes) et dont les amplitudes maxima sont inférieures à 10 dB (fig. 29).

1 : écho présentant des fluctuations plus irrégulières, d'amplitude plus grande, de période plus courte (de 2 à 5 maxima ou minima par minute) (fig. 30).

2 : écho du même type que le précédent, mais de période encore plus courte (de 5 à 10 maxima ou minima par minute), ou bien présentant de petites fluctuations très rapides mais peu profondes qui se superposent aux fluctuations plus lentes (fig. 31).

3 : écho présentant des fluctuations encore plus rapides (plus de 10 maxima ou minima par minute (fig. 32).

Tous les enregistrements des échos bien identifiés à l'aide des ionogrammes obtenus simultanément ont été ainsi caractérisés par un indice, et les valeurs attribuées à chaque intervalle de mesure (qui durait de 5 à 10 minutes) ont été systématiquement classées dans des tableaux dont les têtes de colonne indiquent la nature de la couche réfléchissante, soit :

E sporadique occultant, E sporadique transparent, E normale, F seule (sans présence de E sporadique), F avec présence de E sporadique transparent en dessous.

Nous avons éliminé tous les cas où le niveau d'un brouillage parasite risquait de provoquer des fluctuations rapides anormales, et également ceux pour lesquels il y avait eu une difficulté à identifier d'une façon certaine l'écho enregistré.

Par exemple, pendant la première année de mesures, pour laquelle nous avons dû identifier les échos à l'aide des ionogrammes de Poitiers, il y a

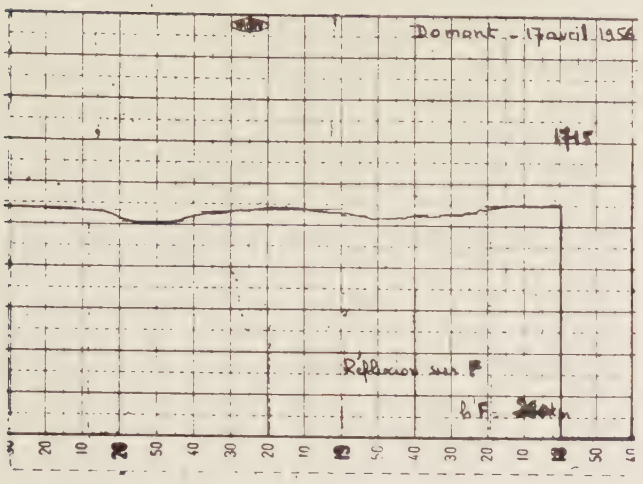

FIG. 29. — Indice de fluctuation : 0

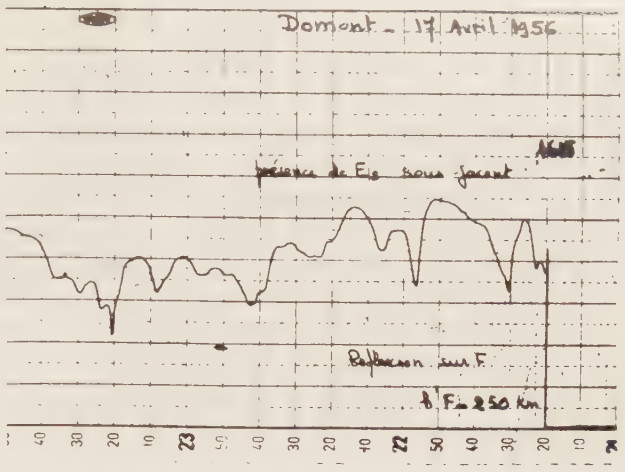

FIG. 30. — Indice de fluctuation : 1.

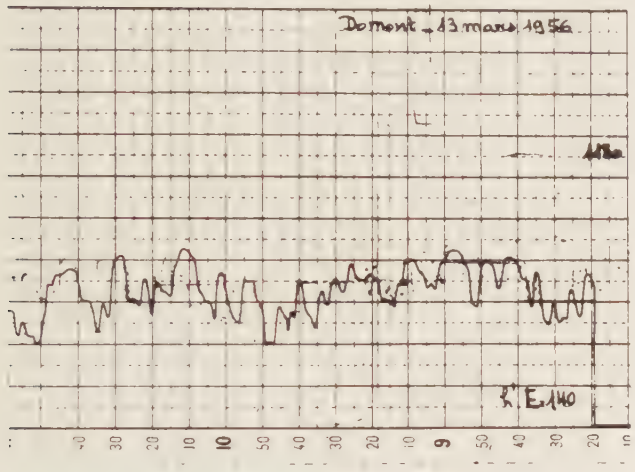

FIG. 31. — Indice de fluctuation : 2.

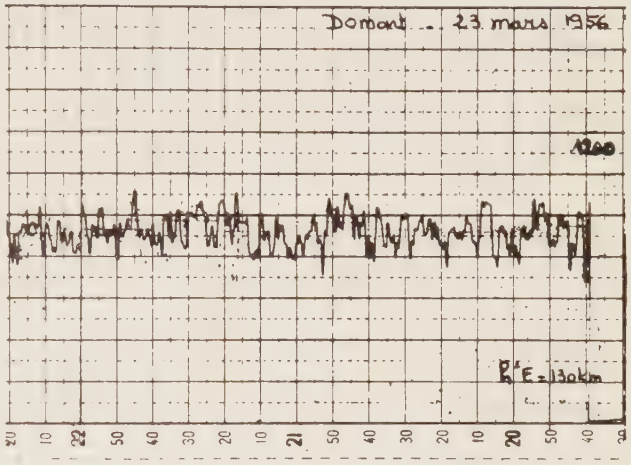

FIG. 32. — Indice de fluctuation : 3.

eu un certain nombre de cas indéterminés. En effet, étant donné la distance de Poitiers, où les ionogrammes sont enregistrés, à Domont, où étaient effectués les enregistrements d'amplitude, il est normal que l'ionosphère présente certaines différences, surtout pour les régions transitoires (comme E2) et aussi pour l'occurrence de E sporadique.

En faisant le dépouillement, nous avons, en accord avec la nomenclature de l'A. G. I., affecté du symbole « R » les indices pour lesquels une réflexion s'était produite au voisinage de la fréquence critique d'une région.

Nous avons effectué ce travail pour une période de 35 *mois d'avril* 1955 *à mars* 1958 *inclus* (toutefois il n'y a pas eu de mesures d'absorption à Domont en août 1955).

2. INDICE DE FLUCTUATION MOYEN MENSUEL I_m.

Pour chacun de ces mois, et pour chacune des catégories indiquées ci-dessus, nous avons évalué un *indice de fluctuation moyen mensuel* I_m de l'amplitude des échos.

La figure 33 montre les résultats ainsi obtenus.

a) *Les deux courbes supérieures* représentent les indices de fluctuation moyens caractérisant les échos réfléchis par *la région E normale*. La courbe en traits pointillés représente la moyenne des indices affectés du symbole « *R* », c'est-à-dire ceux pour lesquels la réflexion s'est produite au voisinage de la fréquence critique de la région E.

Ces courbes n'existent pas en 1955, ni pendant les mois de décembre, janvier et février des autres années car la fréquence de travail (3,4 MHz) a été, pendant ces périodes, supérieure aux fréquences critiques de la région E. En effet, les *foE* dépendent étroitement de l'angle zénithal solaire et présentent par conséquent une variation saisonnière très nette, avec minimum pendant les mois d'hiver. Les *foE* augmentent également avec l'activité solaire, c'est pourquoi, même pendant les mois d'été de l'année 1955, nous n'avons pas enregistré de réflexion sur la région E normale, tandis que, les années suivantes, l'activité solaire ayant fortement augmenté, les fréquences critiques de la région E sont devenues supérieures à 3,4 MHz à Domont.

b) *Les deux courbes intermédiaires* de la figure 33

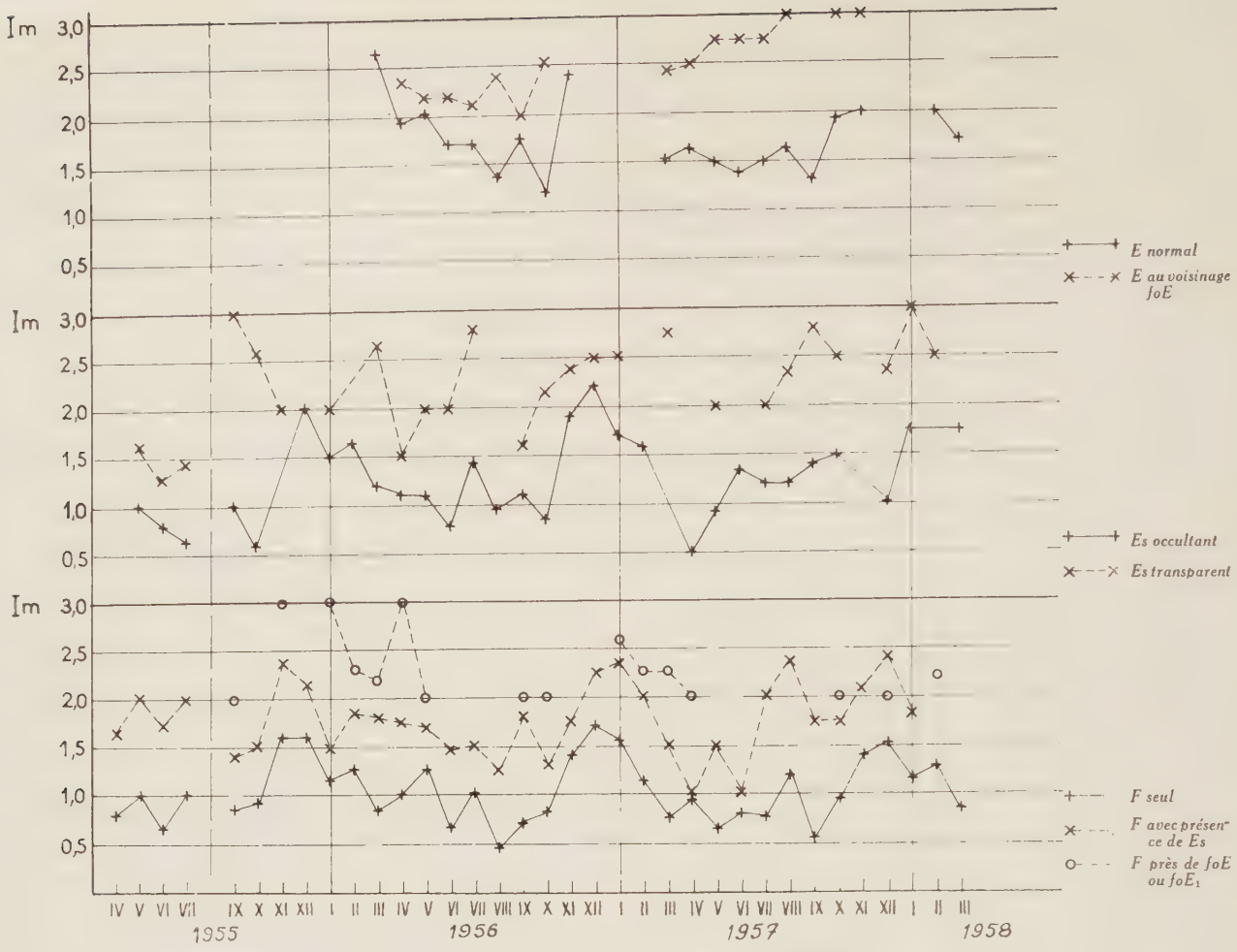

Fig. 33. — Indices moyens mensuels de fluctuation.

représentent les indices de fluctuation moyens mensuels concernant la *région E sporadique* ; les traits pleins indiquent les réflexions sur *Es occultant* et les traits pointillés les réflexions sur *Es transparent.*

Notons que les valeurs concernant Es transparent ne sont peut-être pas très caractéristiques car elles ne sont évaluées pour chaque mois qu'à partir d'un petit nombre de valeurs individuelles. En effet, pour les mesures d'absorption, nous avons, le plus souvent, enregistré les échos réfléchis sur la région F lorsqu'il y avait présence de E sporadique transparent en dessous.

c) *Les courbes inférieures* de la figure 33 concernent *la région F.* Les traits pleins correspondent aux réflexions qui se sont effectuées sur F sans que E sporadique soit présent ; les traits pointillés se rapportent aux réflexions sur F en présence de E sporadique sous-jacent ; les valeurs indiquées par de petits cercles correspondent aux réflexions sur F au voisinage d'une fréquence critique (soit *foE*, soit *foF*1).

Ces différentes courbes mettent en évidence plusieurs phénomènes :

— Pour les réflexions obtenues sur F en l'absence de Es, une *variation saisonnière* de l'indice de fluctuation apparaît nettement avec un maximum marqué en novembre et décembre, pour les trois années considérées.

Nous avons vérifié que la fréquence de travail a toujours été suffisamment éloignée de la fréquence critique de la région F_2 pour que l'influence du voisinage de la fréquence critique n'entre pas en ligne de compte.

Ce même *maximum pour les mois d'hiver* se retrouve sur les courbes du même graphique, qui concernent les réflexions sur F en présence de E sporadique.

La courbe qui concerne E sporadique occultant manifeste également une agitation maximum des échos en hiver.

Quant aux courbes qui concernent la région E normale, il est difficile de parler d'un maximum d'agitation en hiver car les valeurs manquent, mais on peut remarquer cependant que les valeurs obtenues pour mars et novembre 1956 sont nettement supérieures à celles obtenues pour les autres mois.

— Si l'on compare les courbes en traits pleins et les courbes en pointillé du graphique inférieur, on remarque qu'elles présentent un parallélisme remarquable et on constate que, *systématiquement, les échos réfléchis sur F en présence de E sporadique transparent sous-jacent présentent des fluctuations d'amplitude beaucoup plus rapides que ceux réfléchis sur F en l'absence de E sporadique.*

La courbe intermédiaire montre également que les réflexions sur une région E sporadique transparente

donnent lieu à des fluctuations très rapides puisque l'indice moyen mensuel correspondant est toujours supérieur à 2.

T. L. Eckersley et F. T. Farmer]44] ont déjà constaté le même phénomène sur des fréquences de l'ordre de 6 MHz : le fading est plus lent lorsque la réflexion s'effectue sur la région F que lorsqu'elle s'effectue sur une région E sporadique. S. N. Mitra [61] a également remarqué, pour des ondes de fréquence 4 MHz, qu'un fading très rapide (plus de 15 maxima par minute) est assez rare et généralement associé à l'occurrence de E sporadique.

— Si nous comparons les différentes courbes de la figure 33, on constate que, si on excepte le cas de la région E sporadique transparente pour laquelle les indices moyens sont toujours très élevés, *ce sont les échos obtenus par réflexion sur F seul qui sont les plus calmes :* leur indice moyen mensuel de fluctuation I_m (sauf pendant les mois d'hiver où il atteint les valeurs 1,5 ou 1,6) est compris entre 0,5 et 1,2.

Les échos réfléchis par E sporadique occultant (sauf également pendant les mois d'hiver) sont légèrement plus agités en moyenne que ceux réfléchis par F, et l'indice moyen mensuel qui les caractérise est de l'ordre de 1.

L'amplitude des *échos réfléchis par la région E au contraire* présente le plus souvent *des fluctuations nettement plus rapides* que celles des échos réfléchis par F ou par Es occultant, puisque l'indice moyen mensuel correspondant est en général supérieur à 1,5.

— En dernier lieu, nous pouvons constater, sur les courbes inférieure et supérieure, que les réflexions qui se produisent *au voisinage de la fréquence critique* d'une région quelconque (F, F1, ou E) manifestent une *agitation importante.*

4. VARIATION DIURNE DE L'INDICE DE FLUCTUATION.

Un examen rapide des enregistrements d'amplitude des échos semble montrer qu'ils présentent des fluctuations plus rapides dans la journée que la nuit.

Nous avons vu que, sauf pendant les mois d'hiver, les réflexions sur 3,4 MHz se produisent en général sur la région E pendant la journée et sur F la nuit. Et nous avons constaté, au paragraphe précédent, que les fluctuations de l'amplitude des échos réfléchis par la région E étaient systématiquement plus rapides que celles des échos réfléchis par F.

Nous avons voulu vérifier si, lorsque les échos sont réfléchis toute la journée par la même région (région F), c'est-à-dire *pendant les mois d'hiver* (novembre, décembre et janvier), les fluctuations de leur amplitude présentaient une *variation diurne.*

Nous avons établi, *pour chaque heure, la moyenne des indices de fluctuation* attribués à chaque enregistrement, *pour les mois de trois hivers consécutifs.*

La figure 34 montre les résultats obtenus et met nettement en évidence une variation diurne de cet *indice horaire moyen de fluctuation* évalué pour les mois d'hiver, uniquement pour les *échos réfléchis sur la région F.* On constate que les fluctuations

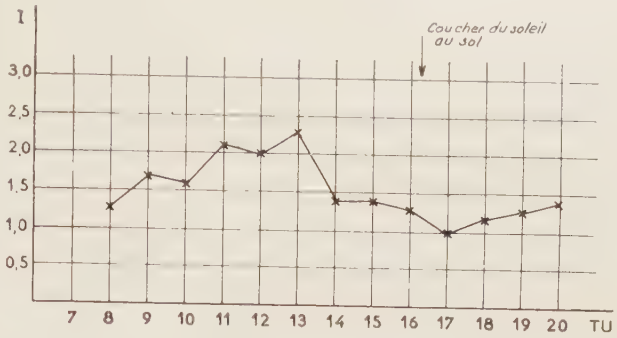

Fig. 34. — Indice horaire moyen de fluctuation de l'amplitude des échos réfléchis sur la région F pendant les mois d'hiver.

sont les plus rapides aux environs de midi : la courbe présente en effet un maximum entre 11 00 et 13 00 T U. Le minimum se produit environ une heure après le coucher du soleil au sol, ce qui correspond, à cette latitude, à l'heure du coucher du soleil à l'altitude de 100 km. Pendant la nuit, les échos sont plus calmes, en moyenne, que pendant la journée.

Il ne faut pas oublier cependant, en étudiant la figure 34, que cette courbe caractérise les fluctuations *pour les mois d'hiver.* On constate un indice de fluctuation assez élevé, même la nuit, car c'est justement en hiver que l'indice moyen mensuel présente un maximum très net, donc que les fluctuations d'amplitude sont les plus rapides. Pour les autres mois, on constate également que ce sont les échos réfléchis sur la région F, pendant la nuit, qui sont les plus calmes.

W. R. Piggott [39] au contraire indique que le degré d'incohérence présenté par les échos du premier ordre possède une variation diurne avec maximum la nuit. Par contre, dans un article récent, K. Bibl et K. Rawer [65] rendent compte de résultats de mesures de hauteurs virtuelles h' F, qui montrent que h' F présente, de jour, des fluctuations rapides dues à des phénomènes transitoires, tandis que, de nuit, ces fluctuations sont absentes.

On peut en conclure :

1° qu'une certaine turbulence se manifeste dans toutes les couches ionosphériques durant les mois d'hiver, dont l'origine doit être recherchée.

Nous avons comparé nos résultats avec ceux des mesures *de vents ionosphériques* effectuées sur la même fréquence, pendant la même période, à Domont. Ces vents sont mesurés par la méthode des trois récepteurs [66, 67].

Les résultats de ces mesures effectuées à Domont depuis 1956 et groupés par saison montrent que les *vitesses* observées en hiver sont plus grandes que celles observées pendant les mois d'été :

Hiver : nov.-déc. 1956-janv.-févr. 1957 : 100 à 220 m/s,
nov.-déc. 1957-janv.-févr. 1958 : 80 à 300 m/s,
nov.-déc. 1958 : 50 à 200 m/s.

Été : mai, juin, juillet, août 1956 : 40 à 150 m/s,
» » » » 1957 : 50 à 200 m/s,
» » » » 1958 : 50 à 140 m/s.

Les valeurs maxima indiquées ci-dessus paraissent assez élevées. Nous avons relevé sur les graphiques les valeurs maxima et minima, mais les valeurs médianes mensuelles sont plus voisines des minima. On constate également que l'erreur probable affectant la détermination de la direction est nettement plus grande en hiver qu'en été.

2° *En toutes saisons*, la présence de la *couche E sporadique transparente* se trouve systématiquement accompagnée de fluctuations rapides, tant pour les échos qui la traversent que pour ceux qu'elle réfléchit partiellement.

Il a été aussi constaté, lors des mesures de vents ionosphériques effectuées à Bangui (A. É. F.) que, lorsqu'il y a présence de E sporadique transparent, il est impossible de trouver des corrélations entre les fluctuations de l'amplitude des échos réfléchis par la région F et enregistrés par les trois récepteurs, tandis que les enregistrements deviennent le plus souvent cohérents dès que Es disparaît et permettent alors de déterminer une direction de vent ionosphérique.

Le fading rapide semblerait donc s'introduire à l'altitude de la région E ou Es, comme le signalent divers auteurs.

T. L. Eckersley et F. T. Farmer [44] mentionnent que « la variabilité des échos réfléchis par E ou par F est probablement due à une même cause, à savoir des irrégularités au niveau de la région E ». D'après les expériences effectuées à Cambridge en 1948, avec des ondes de 4 MHz se réfléchissant sur la région F ou sur E sporadique, S. N. Mitra [64] émet également l'hypothèse que les irrégularités sont probablement situées en dessous du niveau de réflexion de la région E. T. N. Gautier [68] expose le principe des mesures entreprises par le National Bureau of Standards, sur des fréquences de 2,5 à 6 MHz, pour déterminer à quel niveau se produit la diffusion responsable du fading et qui le conduisent à la même conclusion. Enfin, E. N. Bramley [69] étudie les fluctuations rapides de la direction d'arrivée des ondes courtes (de 2,5 à 10,5 MHz) réfléchies par l'ionosphère et arrive à la conclusion qu'elles sont dues à des irrégularités de la distribution de l'ionisation situées au niveau de la région E. H. G. Booker [70] mentionne également que le fading se produit dans la couche réfléchissante ou très près de celle-ci. L'interprétation de nos mesures de Domont semble en accord avec ces différents résultats.

3° En ce qui concerne l'agitation importante des échos réfléchis *au voisinnage de la fréquence critique* d'une couche ionosphérique, on peut remarquer que, au voisinage de la fréquence critique, le gradient de l'ionisation devient très faible (pour la fréquence critique, on a $\frac{dN}{dz} = 0$). On se trouve alors très éloigné des conditions de réflexion spéculaire (lorsque $\frac{dN}{dz}$ tend vers l'infini). Les moindres fluctuations de la densité électronique prennent alors une grande influence. En effet, H. Bremmer [71] donne une expression différentielle du coefficient de réflexion par tranche d'épaisseur λ

$$\Delta_\rho = \frac{1}{2}\frac{1}{\mu}\frac{d\mu}{dz}$$ et $\frac{d\mu}{dz}$ est proportionnel à $\frac{1}{2\mu}\frac{dN}{dz}$

puisque $\mu^2 = 1 - Ne^2/\varepsilon_0 m\omega^2$.

Le coefficient de réflexion est donc proportionnel à $\frac{1}{\mu^2}\frac{dN}{dz}$.

Au voisinage de la fréquence critique, le facteur $1/\mu^2$ demeure très grand (comme pour toutes les autres fréquences au voisinage de la réflexion), mais les moindres variations de $\frac{dN}{dz}$ peuvent entraîner, pour cette fréquence, d'importantes variations du coefficient de réflexion, donc de l'amplitude des échos reçus.

5. COMPARAISON DES FLUCTUATIONS DE L'AMPLITUDE DES ÉCHOS IONOSPHÉRIQUES ET DE L'AGITATION MAGNÉTIQUE.

Il est bien connu qu'il existe une corrélation assez étroite entre les perturbations magnétiques et les tempêtes ionosphériques, ces dernières se caractérisant en général sur les ionogrammes classiques par un effondrement des fréquences critiques et une augmentation importante des hauteurs virtuelles de réflexion.

Nous avons voulu voir s'il y avait une corrélation entre les fluctuations plus ou moins rapides de l'amplitude des échos ionosphériques et une agitation du magnétisme terrestre.

Pour caractériser l'agitation magnétique, pendant un intervalle de temps donné, un certain nombre d'indices sont utilisés parmi lesquels les indices C journaliers et les indices K trihoraires.

L'Observatoire Magnétique de Chambon-la-Forêt transmet chaque jour au Service des Ursigrammes une message concernant les divers phénomènes observés sur les enregistrements des composantes du champ magnétique terrestre. Parmi ces renseignements figurent les indices K. Chaque intervalle de 3 heures est caractérisé par un indice correspondant à une échelle allant de 0 à 9 : la valeur 0 correspond à une situation magnétique très calme et la valeur 9 à une très forte perturbation. Ce sont ces indices que nous avons utilisés.

Nous avons évalué, *pour chaque jour*, et *uniquement pour les échos réfléchis par la région F*, *l'indice moyen journalier de fluctuation* I_j, après avoir éliminé tous les cas où il y avait présence de E sporadique transparent et ceux où la réflexion s'était effectuée au voisinage d'une fréquence critique, car nous venons de voir que, dans ces deux cas, les

fluctuations observées étaient nettement plus rapides.

Pour chacun des 235 jours étudiés, nous avons calculé *la somme* ΣK *des huit indices trihoraires de Chambon*. Puisque chacune de ces huit valeurs est caractérisée par un chiffre allant de 0 à 9, on peut considérer qu'il y a une perturbation magnétique lorsque la somme ΣK est supérieure à 28 ou 30 (c'est-à-dire $K > 4$).

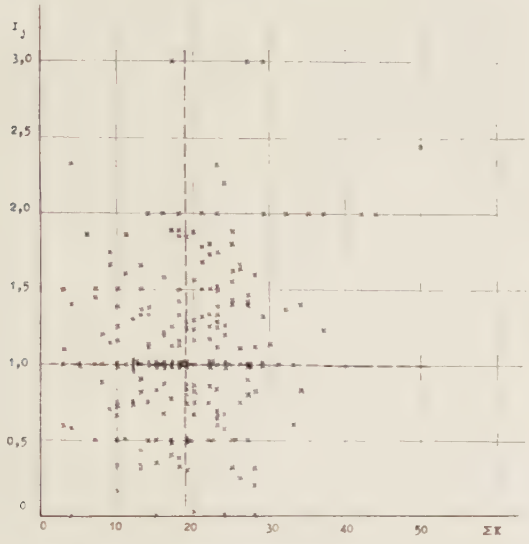

FIG. 35. — Corrélogramme entre I_j et ΣK.

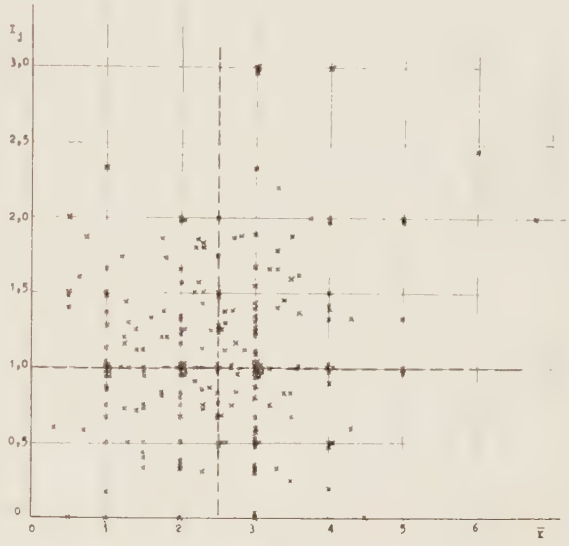

FIG. 36. — Corrélogramme entre I_j et $\overline{K}$.

Nous avons établi un corrélogramme (fig. 35) en portant en abscisses les valeurs de ΣK et en ordonnées celles de l'indice moyen journalier I_j de fluctuations des échos F. S'il existe une corrélation entre agitation magnétique et fluctuation des échos ionosphériques, le nuage de points obtenu devrait s'étirer le long d'une certaine direction : des valeurs élevées de l'indice I_j devraient correspondre à de fortes valeurs de ΣK. Il ne semble pas, d'après la figure 35, que ce soit le cas.

Nous avons établi un corrélogramme (fig. 36) en portant en abscisses les valeurs de l'indice moyen magnétique $\overline{K}$ portant sur nos périodes d'enregistrement ionosphérique, et en ordonnées l'indice moyen journalier I_j de fluctuation de l'amplitude des échos (c'est-à-dire que ceux utilisés pour la figure 35). Nous avons voulu voir si la variation diurne ou saisonnière de l'indice de fluctuation ne masque pas une corrélation possible entre l'activité magnétique et les fluctuations plus ou moins rapides des échos.

Pour *éliminer la variation diurne*, nous avons évalué, pour chaque journée, l'indice moyen de fluctuation *de nuit* (au moins une heure après le coucher du soleil au sol). Pour *éliminer également la variation saisonnière*, nous avons établi séparément les corrélogrammes pour les mois d'hiver (novembre, décembre, janvier et février) pour lesquels

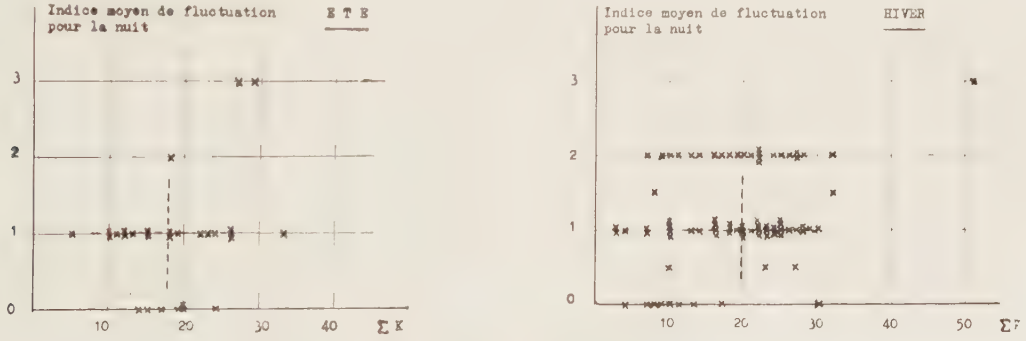

FIG. 37. — Indice moyen de fluctuation pour la nuit.

Nous avons essayé de préciser le phénomène en utilisant pour caractériser l'agitation magnétique, au lieu de ΣK, *la moyenne* $\overline{K}$ *des indices trihoraires observés seulement pendant les intervalles de temps où nous avions enregistré à Domont des échos réfléchis sur F*. Nous avons pensé éliminer ainsi, de l'indice caractérisant l'activité magnétique, l'influence de certaines périodes d'agitation qui, lorsqu'elles étaient de courte durée, pouvaient ne s'être pas produites au moment de nos observations ionosphériques.

La figure 36 montre le corrélogramme obtenu en pointant en abscisse l'indice moyen magnétique $\overline{K}$ portant sur nos périodes d'enregistrement ionosphérique, et en ordonnées l'indice moyen journalier I_j de fluctuation de l'amplitude des échos (c'est-à-dire que ceux utilisés pour la figure 35). Nous avons voulu voir si la variation diurne ou saisonnière de l'indice de fluctuation ne masque pas une corrélation possible entre l'activité magnétique et les fluctuations plus ou moins rapides des échos.

Pour *éliminer la variation diurne*, nous avons évalué, pour chaque journée, l'indice moyen de fluctuation *de nuit* (au moins une heure après le coucher du soleil au sol). Pour *éliminer également la variation saisonnière*, nous avons établi séparément les corrélogrammes pour les mois d'hiver (novembre, décembre, janvier et février) pour lesquels nous avons vu que les échos présentaient des fluctuations plus rapides qu'en été, puis pour les mois d'été (mai, juin, juillet et août).

La figure 37 montre les résultats obtenus en pointant ces indices moyens de nuit en fonction des ΣK que nous avons utilisés pour la figure 35.

Pour préciser ces résultats, nous avons effectué le calcul du *coefficient de corrélation* dans les deux cas.

Rappelons la définition du coefficient de corrélation.

Si on a N paires de valeurs associées de deux variables x_n et y_n ($n = 1,2,\ldots, N$) dont les valeurs moyennes sont x_0 et y_0, et les écarts quadratiques moyens σ_x et σ_y, leur coefficient de corrélation r sera défini par :

$$r = \Sigma(x_n - x_0)(y_n - y_0)/N\sigma_x\sigma_y = [\Sigma x_n y_n/N - x_0 y_0]/\sigma_x\sigma_y,$$

avec

$$\sigma_x^2 = \Sigma(x_n - x_0)^2/N = (\Sigma x_n^2/N) - x_0^2.$$

Si la relation entre x et y est approximativement linéaire ($y_n = ax_n + b$), et si les écarts sont normalisés, c'est-à-dire exprimés comme des écarts aux valeurs moyennes et avec des unités telles que $\sigma'_x = \sigma'_y = 1$ [c'est-à-dire $x'_n = (x_n - x_0)/\sigma_x$ et $y'_n = (y_n - y_0)/\sigma_y$] le coefficient de corrélation r est égal à la pente de la droite sur laquelle s'alignent approximativement les points obtenus en pointant les valeurs normalisées de x en abscisses et celles de y en ordonnées. Cette droite est telle que la somme des carrés des distances verticales des différents points à la droite en question est minimum (loi des moindres carrés).

La valeur de r sera égale à 1 dans le cas d'une parfaite corrélation et nulle lorsque les deux séries de valeurs ne présentent pas de corrélation.

Nous avons effectué ce calcul du coefficient de corrélation entre :

l'indice moyen journalier de fluctuation I_j des échos F et la somme ΣK des huit indices magnétiques trihoraires,

— le même indice journalier de fluctuations I_j des échos F et la moyenne $\overline{K}$ des indices trihoraires observés pendant les intervalles de temps pour lesquels nous avions enregistré les échos réfléchis sur F.

Les résultats sont les suivants :

pour I_j et ΣK : $r = 0{,}24$,

— pour I_j et $\overline{K}$: $r = 0{,}21$.

On constate que, dans les deux cas, la corrélation est faible et n'est pas significative.

K. Rawer [9] propose, pour évaluer la corrélation, l'utilisation d'un « *nombre de corrélation R* », basé sur les valeurs *médianes* plutôt que sur les moyennes comme pour le coefficient de corrélation classique r.

Récemment K. Rawer [72] a discuté en détail des avantages de ce nombre de corrélation. Il donne un certain nombre d'applications pratiques ainsi que la relation entre son coefficient et un coefficient du même genre, d'ailleurs peu différent, imaginé par J. Taubenheim [73] pour évaluer la corrélation entre deux séries de mesures.

Le nombre de corrélation R est évalué par un procédé graphique, à partir du corrélogramme :

On pointe chaque paire de valeurs (x, y) représentée par un point ayant pour abscisse une des valeurs (x) et pour ordonnée l'autre valeur (y).

Sur le graphique, on trace les droites représentatives des valeurs médianes X et Y, divisant ainsi le champ de points en quatre quadrants A, B, C, D.

D'après la définition de la médiane de N valeurs, le nombre de points contenu dans le quadrant A est égal à celui du quadrant D ; le nombre de points dans le quadrant C est le même que celui du quadrant B et égal à $(N/2 - A)$.

On calcule le rapport

$$u = BC/AD = (B/A)^2 = (N/2A - 1)^2,$$

u peut varier de 0 à l'infini.

Si la corrélation est bonne, ce nombre u sera grand car le champ de points a alors une direction privilégiée et le nombre de valeurs sera beaucoup plus grand dans le quadrant B que dans le quadrant A.

Si la corrélation est mauvaise, u sera voisine de l'unité.

Le « *nombre de corrélation R* » est défini par :

$$R = (u - 1)/(u + 1)$$

R peut varier entre — 1 et + 1 (bonne corrélation). Il sera voisin de 0 lorsque la corrélation est mauvaise. Si la répartition des points est régulière et si leur nombre est suffisamment grand, l'ordre de grandeur de R est le même que celui de r.

Ce nombre R a l'avantage d'être très rapidement calculable et, d'autre part, il a le même avantage que la médiane par rapport à la moyenne, c'est de ne pas être influencé par quelques valeurs aberrantes. Les valeurs de ce nombre de corrélation R, obtenues à partir des figures 35 et 36, sont les suivantes :

entre I_j et ΣK : $R = 0{,}22$,

entre I_j et $\overline{K}$: $R = 0{,}31$.

Ces deux nombres sont du même ordre de grandeur que les valeurs trouvées pour le coefficient de corrélation r.

On peut remarquer que la corrélation exprimée par le nombre R, bien qu'assez faible, semble légèrement meilleure lorsqu'on utilise, pour caractériser l'agitation magnétique, l'indice moyen d'activité $\overline{K}$ observé pendant les périodes de mesure, plutôt que le ΣK qui porte sur la journée complète.

Les nombres de corrélation correspondant à la figure 37 (indices moyens de fluctuations de nuit en fonction de ΣK) sont respectivement :

$R = -0{,}01$ pour l'été, $R = 0{,}21$ pour l'hiver.

La valeur obtenue, pour l'hiver, pour les indices moyens de *nuit* est identique à celle obtenue avec les indices moyens évalués pour toute la journée.

La corrélation est nulle pour les indices de nuit pour l'été (remarquons que l'évaluation de ce nombre porte sur un nombre réduit de points ($N = 29$) et surtout que, étant donné l'heure du coucher du soleil en été, ces points sont obtenus en général 1 heure ou 2 au maximum après le coucher du soleil et non plusieurs heures après, comme en hiver).

Il semble donc que les *fluctuations rapides* de l'amplitude des échos ionosphériques *ne sont pas en relation avec l'agitation magnétique.*

D'autre part, il faut également noter qu'une même valeur numérique de ΣK peut être obtenue pour une perturbation magnétique peu importante mais de longue durée (par exemple, si $K = 4$ toute la journée, on obient $\Sigma K = 32$) ou bien une perturbation magnétique très forte (K atteignant les valeurs 5, 6 ou 7) pendant une durée plus courte.

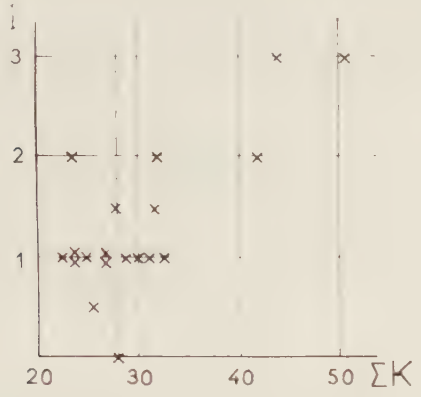

FIG. 38. — Indices de fluctuation observés après le coucher du soleil pour les jours où K $\geqslant$ 5.

Si nous considérons seulement *les journées pour lesquelles l'indice K a été égal ou supérieur à* 5 pendant un ou plusieurs intervalles de trois heures, et si nous établissons un corrélogramme (fig. 38) en portant en ordonnées les indices de fluctuation obtenus seulement pour des *échos réfléchis sur la région F* et *après le coucher du soleil* (période normalement la plus calme), la corrélation est très nettement meilleure. Le nombre de corrélation R, évalué d'après la figure 38, est égal à 0,8.

Sur nos trois années de mesures, nous n'avons eu affaire qu'à trois orages magnétiques très importants, pendant lesquels nous avons fait des mesures comparables (puisque nous avons voulu éliminer celles où E sporadique était présent, donc risquait d'être la cause de fluctuations plus rapides) :

Le 27 avril 1956 $\Sigma K = 44$, le 13 septembre 1957 $\Sigma K = 42$, le 11 février 1958 $\Sigma K = 51$.

Les points correspondants sur la figure 38 montrent qu'on a alors enregistré des fluctuations très rapides puisque les deux d'entre eux qui correspondent à $\Sigma K = 44$ ou 51 indiquent que l'indice de fluctuation était égal à 3 (et égal à 2 pour le 13 septembre 1957).

On peut en conclure que *seules les perturbations magnétiques très importantes sont accompagnées de fluctuations très rapides de l'amplitude des échos ionosphériques.*

CHAPITRE VII

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Après avoir rappelé les formules de la théorie magnéto-ionique qui seront nécessaires à l'interprétation des résultats expérimentaux, et discuté des conditions dans lesquelles elles sont applicables, on est conduit à étudier l'absorption non-déviative qui se produit dans une région où l'indice de réfraction est voisin de l'unité, et l'absorption déviative subie par l'onde au voisinage du niveau de réflexion, lorsque l'indice de réfraction devient très faible. On remarque que cette dernière devient très importante lorsque la fréquence de travail devient voisine de la fréquence critique de la région considérée.

Le principe de la mesure de l'absorption par l'étude de l'amplitude des signaux réfléchis par l'ionosphère, en incidence verticale, est ensuite exposé. Il conduit à deux méthodes différentes pour évaluer l'absorption, à partir d'un même ensemble de mesures expérimentales : la première consiste à comparer les échos réfléchis une fois et deux fois par l'ionosphère, la seconde à comparer l'écho d'ordre un à l'amplitude I_0 qu'il devait avoir, en l'absence d'absorption, s'il était réfléchi à une hauteur standard h_0.

L'appareillage est rapidement décrit (émetteur d'impulsions sur 3,4 MHz). Il comporte un discriminateur permettant d'éliminer la composante extraordinaire de l'onde. On explique ensuite de quelle manière ont été effectuées les mesures puis leur dépouillement.

Les résultats expérimentaux sont ensuite analysés.

L'étude des valeurs obtenues pour I_0 nous a amenés à conclure que, pour obtenir une valeur médiane mensuelle correcte de cette constante de l'appareillage, il était nécessaire de sélectionner les valeurs obtenues de nuit, en éliminant les mesures rendues douteuses par la présence de E sporadique transparent.

La comparaison des valeurs de l'absorption obtenues, par les deux méthodes que nous avons exposées, à partir des mêmes mesures expérimentales, met en évidence une différence systématique entre les résultats lorsque les mesures ont été effectuées par réflexion sur la région F. Cette différence est d'autant plus grande que l'absorption mesurée est plus forte, alors qu'elle est généralement négligeable lorsque la réflexion s'était produite sur E sporadique occultant.

D'une étude plus détaillée des variations simultanées de l'amplitude des échos d'ordre un et deux, il ressort que l'écho d'ordre deux présente un fading lent beaucoup plus prononcé que celui des échos du premier ordre, et indépendant de ce dernier. Lorsque l'absorption est faible, on constate que, souvent, l'amplitude de l'écho d'ordre deux devient égale, ou même supérieure, à celle de l'écho du premier ordre alors que, du fait de l'atténuation de distance, elle devait lui être inférieure d'au moins 6 dB.

L'hypothèse de l'existence de focalisations dues à des courbures des surfaces d'égale ionisation expliquerait ce renforcement de l'écho d'ordre deux par rapport à celui du premier ordre.

Ces résultats conduisent à la conclusion importante suivante : l'absorption doit être évaluée en comparant les échos du premier ordre à la constante I_0, et toutes les valeurs expérimentales que

nous avons étudiées ensuite ont été obtenues par ce procédé.

Les courbes de variation diurne mettent en évidence que l'absorption présente des fluctuations irrégulières, de plusieurs dB, d'un quart d'heure à l'autre. On en conclut que, pour caractériser l'absorption d'une journée donnée, il est insuffisant de faire une seule mesure, pendant quelques minutes, à midi local, mais qu'il convient d'effectuer plusieurs mesures et d'en évaluer la médiane pour obtenir une valeur représentative.

Ces courbes montrent aussi qu'une absorption sélective notable se produit au voisinage de la fréquence critique de la région E et permettent aussi de constater expérimentalement que l'absorption sélective subie au voisinage du niveau de réflexion est moindre pour la région Es occultante que pour les régions E ou F.

Les courbes mensuelles, établies pour 30 mois, de septembre 1955 à mars 1958, présentent, pour une heure donnée, une forte dispersion des valeurs expérimentales individuelles, dues à des variations importantes de l'absorption d'un jour à l'autre.

La courbe de variation saisonnière de l'absorption médiane mensuelle fait ressortir un net maximum pendant les mois d'été et un minimum en hiver. Elle permet également de constater que l'absorption augmente avec l'activité solaire.

La variation saisonnière des valeurs de l'absorption mesurée pour une valeur constante de l'angle zénithal solaire ($\cos \chi = 0{,}3$) met en évidence l'« anomalie d'hiver », l'absorption, en hiver, étant nettement plus forte qu'en été, pour une même valeur de $\cos \chi$.

Nous avons ensuite tenté de séparer les contributions de l'absorption déviative et non-déviative, en utilisant une méthode proposée par K. Bibl et K. Rawer. On constate que l'absorption déviative qui se produit au voisinage du niveau de réflexion constitue une fraction importante de l'absorption totale que l'on mesure, et qu'il est nécessaire d'en tenir compte dans l'interprétation des résultats.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude de fluctuations rapides de l'amplitude des échos du premier ordre. Tous les enregistrements ont été caractérisés par un indice de fluctuation. Celui-ci présente une nette variation saisonnière, les fluctuations étant plus rapides en hiver, tant pour les signaux réfléchis sur F que sur E sporadique. La variation diurne de l'indice de fluctuation des échos réfléchis sur la région F montre que les fluctuations sont plus rapides aux environs de midi local. La présence d'une région Es transparente donne lieu à des fluctuations rapides, tant pour les signaux qu'elle réfléchit partiellement que pour ceux qui la traversent. Les échos réfléchis sur la région F ou Es occultant sont plus calmes que ceux qui sont dus à des réflexions sur la région E. Enfin, sauf dans le cas de perturbations magnétiques très importantes, les fluctuations rapides ne semblent pas présenter de relation avec l'agitation magnétique.

Je remercie sincèrement M. le Professeur K. Rawer *pour l'intérêt qu'il a obligeamment manifesté pour mon travail, et les suggestions qu'il a bien voulu me faire.*

Je tiens à exprimer ma respectueuse reconnaissance à M. l'Ingénieur Général des Télécommunications Giblin, *qui m'a autorisé à poursuivre cette étude au groupe Ionosphère du C. N. E. T.*

M. D. Lepechinsky, *Ingénieur en Chef du Groupe Ionosphère, voudra bien trouver ici l'assurance de ma profonde gratitude pour les conseils qu'il ne m'a jamais ménagés.*

Que M. R. Chezlemas *qui, après avoir mis au point l'appareillage que j'ai utilisé, m'a apporté son aide technique avec la plus grande amabilité, en soit ici amicalement remercié.*

BIBLIOGRAPHIE

[1] Appleton (E. V.), Ratcliffe (J. A.). Some simultaneous observations on downcoming wireless waves. (Observations simultanées sur les ondes réfléchies par la haute atmosphère.) *Proc. r. Soc.*, Ser. A, G. B. (1930), **128**, pp. 133-158.

[2] Booker (H. G.). The application of the magneto-ionic theory to the ionosphere. (Application de la théorie magnéto-ionique à l'ionosphère). *Proc. r. Soc.*, Ser. A, G. B. (1935), **150**, pp. 267-280.

[3] White (F. W. G.), Brown (L. W.). Some measurements of the reflection coefficient of the ionosphere for wireless waves. (Mesures du coefficient de réflexion de l'ionosphère pour les ondes radioélectriques). *Proc. r. Soc.*, Ser. A. G. B. (1936), **153**, pp. 639-660.

[4] White (F. W. G.), Straker (T. W.). The diurnal variation of absorption of wireless waves. (La variation diurne de l'absorption des ondes radioélectriques.) *Proc. phys. Soc.*, G. B. (1939), **51**, pp. 865-875.

[5] Farmer (F. T.), Ratcliffe (J. A.). Measurements of the absorption of wireless waves in the ionosphere. (Mesures de l'absorption des ondes radioélectriques dans l'ionosphère.) *Proc. r. Soc.*, Ser. A, G. B. (1935), **151**, pp. 370-383, 3 fig. 1 tabl.

[6] Martyn (D. F.). The propagation of medium radio waves in the ionosphère. (La propagation des ondes moyennes dans l'ionosphère.) *Proc. phys. Soc.*, G. B. (1935), **47**, pp. 323-339, 4 fig., 29 ref. bibl.

[7] Mitra (A. P.), Shain (C. A.). The measurement of ionospheric absorption using observations of 18,3 Mc/s cosmic radio noise. (Mesure de l'absorption ionosphérique au moyen d'observations du bruit cosmique sur la fréquence de 18,3 MHz) *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (déc. 1953), **4**, nos 4-5, pp. 204-218, 12 fig., 18 réf. bibl.

[8] Guerra Vieira (A. H.). Étude de l'absorption ionosphérique par la mesure du rayonnement galactique. *Thèse*, Paris (1956).

[9] Rawer (K.). Comparaison des résultats de mesures de l'absorption ionosphérique effectuées par deux stations européennes. *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (1951), **2**, n° 1, pp. 38-50, 7 fig., 3 tabl., 13 réf. bibl.

[10] Appleton (E. V.), Piggott (W. R.). Ionospheric absorption measurements during a sunspot cycle. (Mesures de l'absorption ionosphérique pendant un cycle solaire.) *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (juil. 1954), **5**, n° 3, pp. 141-172, 16 fig. 3 tabl., 26 réf. bibl.

[11] Beynon (W. J. G.), Davies (K.). A study of vertical incidence ionospheric absorption at 2 Mc/s. (Étude de l'absorption ionosphérique sous incidence verticale, à 2 MHz.) Physics of the ionosphere, *Physical Society*, London (1955) pp. 40-52, 11 fig., 1 tabl., 14 réf. bibl.

[12] Beynon (W. J. G.), Davies (K.). Simultaneous ionospheric absorption measurements at widely separated stations. (Mesures simultanées d'absorption ionosphérique en des stations largement espacées.) *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (nov. 1954), **5**, nos 5-6, pp. 273-289, 10 fig., 3 tabl., 6 réf. bibl.

[13] Davies (K.), Hagg (E. L.). Ionospheric absorption measurements at Prince Rupert. (Mesures d'absorption ionosphériques effectuées à Prince Rupert.) *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (janv. 1955), **6**, n° 1, pp. 18-32, 10 fig., 1 tabl., 12 réf. bibl.

[14] Peebles (P. J. E.). Ionospheric absorption measurements on a frequency of 2 Mc/s at Baker Lake and Churchill. (Mesures de l'absorption ionosphérique, sur 2 MHz, à Baker Lake et à Churchill.) Radio Physics Laboratory. Project Report 3-6-3. *Defence Research Telecommunications Establishment*, Ottawa, Canada-(sept. 1956), 8 p., 23 fig., 1 tabl., 4 réf. bibl.

[15] Delobeau (F.), Suchy (K.). L absorption ionosphérique à Dakar. *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (juil. 1956), **9**, n° 1, pp. 45-50, 1 fig., 2 tabl., 8 réf. bibl.

[16] Mitra (S. N.), Mazumdar (S. C.). Some measurements of ionospheric absorption at Delhi. (Quelques mesures d'absorption ionosphérique à Delhi.) *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (janv. 1957), **10**, n° 1, pp. 32-43, 7 fig., 2 tabl., 18 réf. bibl.

[17] Appleton (E. V.), Wireless studies of the ionosphere (Étude radioélectrique de l'ionosphère.) *J. Inst. electr. Engrs.*, G. B. (oct. 1932), **71**, pp. 642-650.

[18] Argence (E.), Rawer (K.), Suchy (K.). Influence du champ magnétique terrestre sur l'absorption des ondes courtes dans l'ionosphère (incidence normale). *C. R. Acad. Sci.*, Fr. (12 janv. 1953), **236**, n° 2, pp. 190-192, 1 fig., 3 réf. bibl.

[19] Lepechinsky (D.). Courbes des valeurs théoriques de l'absorption ionosphérique dans la région D. Notes prélimin. *Lab. Nation. Radioélectr.*, Fr. (15 déc. 1955), n° 190, 55 p., nombr. fig. et tabl., 3 réf. bibl. (*hors commerce*).

[20] Lejay (P.), Lepechinsky (D.). Influence de l'inclinaison du champ magnétique terrestre sur l'absorption des ondes radioélectriques dans la couche D. *C. R. Acad. Sci.*, Fr. (10 janv. 1955), **240**, n° 2, pp. 136-138, 1 réf. bibl.

[21] Elias (G. J.). *T. nederl. Radiogenootsch.* (1923), **2**, p. 1.

[22] Chapman (S.). The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. (L'absorption et l'effet de dissociation ou d'ionisation d'une radiation monochromatique dans l'atmosphère d'une terre en rotation.) *Proc phys. Soc.*, G. B. (1931), **43**, pp. 26-45 et pp. 483-501.

[23] Appleton (E. V.). Regularities and irregularities in the ionosphere. (Régularités et irrégularités dans l'ionosphère.) *Proc. r. Soc.*, Ser. A, G. B. (oct. 1937), **162**, pp. 451-479, 10 fig., 2 tabl., 20 réf. bibl.

[24] Best (J. E.), Ratcliffe (J. A.). The diurnal variation of the ionospheric absorption of wireless waves. (La variation diurne de l'absorption ionosphérique des ondes radioélectriques.) *Proc. phys. Soc.*, G. B. (mars 1938), **50**, pp. 233-246.

[25] Nicolet (M.), Bossy (L.). Sur l'absorption des ondes courtes dans l'ionosphère. *Ann. Géophys.*, Fr. (1949), **5**, n° 4, pp. 275-292, 4 fig., 2 tabl., 19 réf. bibl.

[26] Gledhill (J. A.), Szendrei (M. E.). Theory of the production of an ionized layer in a non-isothermal atmosphere neglecting the earth's curvature, and its application to experimental results. (Théorie de la formation d'une couche ionisée dans une atmosphère non-isotherme, lorsqu'on néglige la courbure de la terre, et son application aux résultats expérimentaux.) *Proc. phys. Soc.*, G. B. (1er juin 1950), **63**, sect. B, n° 366, pp. 427-445, 9 fig., 7 tabl., 17 réf. bibl.

[27] Argence (E.), Mayot (M.), Rawer (K.). Contribution à l'étude de la distribution électronique de l'ionosphère et de l'absorption des ondes courtes. *Ann. Géophys.*, Fr. (1950), **6**, n° 4, pp. 242-285, 13 fig., 9 tabl., 23 réf. bibl.

[28] Jaeger (J. C.). Equivalent path and absorption in an ionospheric region. (Trajet équivalent et absorption dans une région ionosphérique.) *Proc. phys. Soc.*, G. B. (1er janv. 1947), **59**, Part. I, n° 331, pp. 87-96, 3 tabl., 7 réf. bibl.

[29] Kazantzev (A. N.) (en russe) (Calculs théoriques de l'absorption des ondes radio par l'ionosphère en admettant diverses lois de variation de l'ionisation avec l'altitude.) *Bull. Acad. Sci.*, U. R. S. S., Ser. Tech. (1946), n° 9, pp. 1261-1296. Traduct. C. N. E. T. n° 525.

[30] Bibl (K.), Rawer (K.). Les contributions des régions D et E dans les mesures de l'absorption ionosphérique. *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (1951), **2**, n° 1, pp. 51-65, 8 fig., 6 tabl., 8 réf. bibl.

[31] Poincelot (P.). Réflexion des signaux radioélectriques sur l'ionosphère. *Ann. Télécommunic.*, Fr. (avril 1956), **11**, n° 4, pp. 70-79, 10 fig., 21 ref. bibl.

[32] Poincelot (P.). Influence de l'absorption sur le coefficient de réflexion de l'ionosphère. *Ann. Télécommunic.*, Fr. (mars-avril 1959), **14**, nos 3-4, pp. 54-58, 2 fig., 15 réf. bibl.

[33] Pillet (G.). Sur le coefficient de réflexion des couches ionosphériques. *C. R. Acad. Sci.*, Fr. (17 juil. 1957), **245**, n° 3, pp. 335-338, 7 réf. bibl.

[34] Poincelot (P.). Influence des chocs sur la réflexion ionosphérique. *C. R. Acad. Sci.*, Fr. (8 avril 1957), **244**, n° 15, pp. 2031-2033, 2 réf. bibl.

[35] Whitehead (J. D.). The absorption of radio waves in an ionospheric layer. (L'absorption des ondes radioélectriques dans une couche ionosphérique.) *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (nov. 1956), **9**, nos 5-6, pp. 276-281, 2 fig., 2 réf. bibl.

[36] Becker (W.). Zur Auswertung von Ionosphärenbeobachtungen. (Sur l'exploitation des observations ionosphériques.) *Arch. elektr. Uebertrag.*, Dtsch. (oct. 1950), **4**, pp. 391-400.

[37] Ionospheric radio propagation. (Propagation radioélectrique ionosphérique.) Circulaire n° 462 du *National Bureau of Standards*, U. S. A. (juin 1948), 209 p.

[38] Ochs (A.). Ueber die Messung der Dampfung in der Ionosphäre. (Sur la mesure de l'affaiblissement dans l'ionosphère.) *Arch. elektr. Uebertrag.*, Dtsch. (déc. 1954), **8**, n° 12, pp. 535-544, 11 fig., 15 réf. bibl.

[39] Piggott (W. R.). The reflection and absorption of radio waves in the ionosphere. (La réflexion et l'absorption des ondes radioélectriques dans l'ionosphère.) *Proc. Inst. electr. Engrs.*, III, G. B. (mars 1953), **100**, n° 64, pp. 61-72, 11 fig., 2 tabl., 26 réf. bibl.

[40] Bibl (K.), Harnischmacher (K.), Rawer (K.). Some observations of ionospheric movements.

(Quelques observations relatives aux mouvements de l'ionosphère.) Physics of the ionosphere, *Physical Society*, London (1955), pp. 113-118, 6 fig., 10 réf. bibl.

[41] Rawer (K.), Argence (E.). Sur les phénomènes de focalisation dus à la houle ionosphérique et la détermination du nombre de chocs. *C. R. Acad. Sci.*, Fr. (27 oct. 1954), **239**, nº 17, pp. 1066-1067, 6 réf. bibl.

[42] Rawer (K.). Some remarks concerning ionospheric absorption-work. (Quelques remarques concernant l'absorption ionosphérique.) *J. Geophys. Res.*, U. S. A. (déc. 1955), **60**, nº 4, pp. 534-535, 1 fig.

[43] Rawer (K.). Focusing on a " rippled " ionosphere. (Focalisation sur une couche ionosphérique « ondulée ».) *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (mai 1956), **8**, nºs 4-5, p. 296, 4 réf. bibl.

[44] Eckersley (T. L.), Farmer (F. T.). Short period fluctuations in the characteristics of wireless echoes from the ionosphere. (Fluctuations à courte période des caractéristiques des échos radioélectriques réfléchis par l'ionosphère.) *Proc. r. Soc.*, Ser. A, G. B. (1945), **184**, pp. 196-217.

[45] De Voogt (A. H.). The analysis of ionospheric reflections. (Analyse des réflexions ionosphériques.) *T. nederl. Radiogenootsch.* (mai 1949), **14**, nº 3, pp. 73-85.

[46] Estrabaud (S.). La mesure de l'absorption ionosphérique. Notes prélimin. *Lab. Nation. Radioélectr.*, Fr. (6 juin 1950), nº 140, 51 p., 12 fig., 10 réf. bibl. (*hors commerce*).

[47] Chezlemas (R.). Ensemble pour la mesure des vents ionosphériques et de l'absorption ionosphérique, Rapport technique d'étude, *C. N. E. T.* (6 févr. 1956), nº 1189 (*hors commerce*).

[48] The measurement of the ionospheric absorption. (La mesure de l'absorption ionosphérique.) Annals of the International Geophysical Year, *Pergamon Press*, London (1957), vol. III, part. II, pp. 177-226.

[49] Pillet (G.). Mesures de l'absorption ionosphérique : Bangui, Domont, Tamanrasset pendant l'année Géophysique Internationale. Rapport technique d'études du *C. N. E. T.* (*à paraître*).

[50] Lejay (P.), Pillet (G.), Chezlemas (R.). Mesure de l'absorption non déviative des ondes radioélectriques dans l'ionosphère. *C. R. Acad. Sci.*, Fr. (2 mai 1955), **240**, nº 18, pp. 1745-1748, 3 fig., 2 réf. bibl.

[51] Rawer (K.). Sporadic E ionization. Correlation of Es characteristics in time and space. (Ionisation E sporadique. Corrélation des caractéristiques de Es dans le temps et dans l'espace.) AGARDographie nº 34, *O. T. A. N.* (sept. 1958), pp. 67-80, 12 fig., 10 réf. bibl.

[52] Lepechinsky (D.). Sporadic E ionization. (Ionisation E sporadique). De l'origine des échos E sporadique : quelques données expérimentales recueillies en France. AGARDographie nº 34 *O. T. A. N.* (sept. 1958), pp. 97-106, 1 fig., 1 tabl. 10 réf. bibl.

[53] Piggott (W. R.). Discrepancies in the ionospheric absorption deduced from the first order and multiple order reflections. (Décaccord entre les valeurs de l'absorption ionosphérique déduites des réflexions du premier ordre et des réflexions d'ordre multiple.) Communication au *Comité URSI-AGI* (août 1959).

54] Vila (P.). Résultats de mesures de l'absorption ionosphérique zénithale en 1956 à Dakar. Rapport technique d'étude *C. N. E. T.* (15 octobre 1959), nº 1210 (*hors commerce*).

[55] Haubert (A.). Note sur l'interprétation des mesures d'absorption effectuées à Slough en 1946 et 1947. Ann. Service de Physique du Globe et de Météorologie de l'*Institut Scientifique Chérifien* (1956), **14**, pp. 153-160, 4 fig., 3 réf. bibl.

[56] Dieminger (W.). Ueber die Ursache der exzessiven Absorption in der Ionosphäre in Wintertagen. (Sur les causes de l'absorption excessive de l'ionosphère certains jours en hiver.) *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (1952), **2**, nº 6, pp. 340-349, 9 fig., 23 réf. bibl.

[57] Dieminger (W.), Hoffmann-Hayden (A. E.). Reflexionen von Kurzwellen aus Höhen unter 100 km. (Réflexions des ondes courtes à des altitudes inférieures à 100 km.) *Naturwiss.*, Dtsch. (1952), **39**, pp. 84-85., 3 réf. bibl.

[58] Gregory (J. B.). Ionospheric reflections from heights below the E region. (Réflexions ionosphériques à des altitudes inférieures à la région E.) *Austral. J. Phys.* (1956), **9**, nº 3, pp. 324-342, 6 fig., 5 tabl., 18 réf. bibl.

[59] Bibl (K.), Paul (A.), Rawer (K.). Die Frequenzabhängigkeit der ionosphärische Absorption. (La loi de variation en fonction de la fréquence de l'absorption ionosphérique.) *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (nov. 1959), **16**, nºs 3-4, pp. 324-339, 12 fig., 11 réf. bibl.

[60] Mitra (A. P.). A method of determining the relative amounts of D — and E — region absorptions of medium and short radio waves. (Méthode de détermination des taux d'absorption relatifs des ondes moyennes et courtes dans les régions D et E.) *Indian J. Phys.* (nov. 1955), **29**, nº 11, pp. 518-521, 7 réf. bibl.

[61] Best (J. E.), Farmer (F. T.), Ratcliffe (J. A.). Studies of the E region of the ionosphere. (Études de la région E de l'ionosphère.) *Proc. r. Soc.*, Ser. A, G. B. (1938), **164**, pp. 96-116.

[62] Ratcliffe (J. A.), Pawsey (J. L.). A study of the intensity of downcoming wireless waves. (Étude de l'intensité des ondes radioélectriques réfléchies.) *Proc. Cambridge phil. Soc.*, G. B. (1933), **29**, p. 301.

[63] Ratcliffe (J. A.). Diffraction from the ionosphere and the fading of radio waves. (Diffraction par l'ionosphère et fading des ondes radioélectriques.) *Nature*, G. B. (3 juil. 1948), **162**, nº 4 105, pp. 9-11, 7 réf. bibl.

[64] Mitra (S. N.). Statistical analysis of fading of a single downcoming wave from the ionosphere. (Analyse statistique du fading d'une onde réfléchie par l'ionosphère.) *Proc. Inst. electr. Engrs*, III, G. B. (nov. 1949), **96**, nº 44, pp. 505-507, 3 fig., 10 réf. bibl.

[65] Bibl (K.), Rawer (K.). Traveling disturbances originating in the outer ionosphere. (Perturbations se déplaçant dans l'ionosphère et ayant leur origine dans l'ionosphère extérieure.) *J. geophys. Res.*, U. S. A. (déc. 1959), **64**, nº 12, pp. 2232-2238, 6 fig., 13 réf. bibl.

[66] Court (G. W. G.). Ionospheric wind determination from spaced receiver fading records. (La détermination des vents ionosphériques à partir des enregistrements du fading par des récepteurs espacés.) *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (déc. 1955), **7**, nº 6, pp. 333-340, 11 fig., 4 réf. bibl.

[67] Puetter (P. S.). Messung des Ionosphärenwindes aus der Wanderungsgeschwindigkeit eines Zustandes (z. B. Echo-Feldstärke) langs der Erdoberfläche. (Mesure des vents ionosphériques à partir de l'observation de la vitesse de déplacement à la surface de la terre d'un état physique (par exemple, l'intensité de l'écho) qui est lié aux conditions de l'ionosphère.) Physics of the

ionosphere, *Physical Society*, London (1955), pp. 191-201, 4 fig., 3 réf. bibl.

[68] Gautier (T. N.). Some geometrical considerations for the N. B. S. fading-origin experiment. (Quelques considérations géométriques concernant l'expérience du National Bureau of Standards au sujet de l'origine du fading.) *National Bureau of Standards Report* (16 mai 1957), n° 5 076, 17 p., 5 fig., 4 réf. bibl.

[69] Bramley (E. N.). Some aspects of the rapid directional fluctuations of short radio waves reflected at the ionosphere. (Quelques aspects des fluctuations rapides de la direction des ondes courtes réfléchies sur l'ionosphère.) *Proc. Inst. electr. Engrs*, Part B, G. B. (juil. 1955), **102**, n° 4, pp. 533-540.

[70] Booker (H. G.). On the level at which fading is imposed on waves reflected vertically from the ionosphere. (Sur le niveau auquel le fading s'impose aux ondes réfléchies verticalement par l'ionosphère.) *J. atmosph. terrestr. Phys.*, G. B. (déc. 1955), **7**, n° 6, pp. 343-344, 4 réf. bibl.

[71] Bremmer (H.). The propagation of electromagnetic waves through a stratified medium and its W. K. B. approximation for oblique incidence. (La propagation des ondes électromagnétiques à travers un milieu stratifié et son approximation W. K. B. pour l'incidence oblique.) *Physica*, Netherl. (août 1949), **15**, n° 7, pp. 593-608.

[72] Rawer (K.). Correlation in geophysics. (La corrélation en géophysique.) *Geofisica pura e applicata*, Ital. (1959), **43**, pp. 218-226, 7 fig., 2 réf. bibl.

[73] Taubenheim (J.). Ein einfaches Korrelationmass. (Une mesure simple de la corrélation.) *Naturwiss.* Dtsch. (1958), **45**, p. 413.

[74] Pillet (G.). Contribution à l'étude de l'absorption ionosphérique sur une fréquence fixe. *Thèse* (texte primitif intégral). Paris, 11 juin 1960. Exemplaire dactylographié en dépôt à la bibliothèque du C. N. E. T.

Imprimerie Taffin-Lefort à Lille (France). — *Imprimé en France*

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Étude des progrès récents dans la prévision des perturbations ionosphériques

Vu et approuvé :
Paris, le 2 mai 1960,
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. Pérès.

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean Sarrailh.